

# **Stanovení koeficientu magnetostrikce v nasycení na povrchu magneticky měkkých pásků na bázi Fe a Co**

Determination of saturation magnetostrictive coefficient on the surface of Fe  
and Co based soft magnetic ribbons

Jan Pytlík

Bakalářská práce

Vedoucí práce: Mgr. Ing. Kamila Hrabovská, Ph.D.

Ostrava, 2021

## Abstrakt

Předmětem bakalářské práce bylo stanovení hodnoty koeficientu magnetostrikce v nasycení magneticky měkkých amorfních pásků na bázi FeSiB a FeCoB. Koeficient byl stanoven Becker-Kerstenovou metodou, kdy byly analyzovány povrchové hysterezní smyčky a magnetické domény při tahovém namáhání, s využitím magnetooptické Kerrovy mikroskopie. Tahová napětí v povrchu vzorků byla modelována pomocí metody konečných prvků a modul pružnosti v tahu byl stanoven tahovou zkouškou. Struktura materiálu a chemické složení byly ověřeny rentgenovou difrakcí a skenovací elektronovou mikroskopií. Hodnoty koeficientů magnetostrikce v nasycení byly korelovány s chemickým složením a strukturou zvolených vzorků.

## Klíčová slova

povrchový koeficient magnetostrikce v nasycení; magnetooptická Kerrova mikroskopie; povrchové hysterezní smyčky; kovová skla

## Abstract

The subject of this bachelor thesis was to determine the saturation magnetostrictive coefficient on the surface of iron and cobalt based magnetically soft amorphous ribbons. The coefficient was determined by the Becker-Kersten method, where surface hysteresis loops and magnetic domains under stress were analyzed, using the magneto-optical Kerr microscopy. The tensile stress in the sample surface was modelled using the finite element method and the Young's modulus was determined by a tensile test. The structure and composition of the samples were evaluated by x-ray diffraction and scanning electron microscopy analysis. Saturation magnetostrictive coefficients were correlated with their structure and composition.

## Keywords

surface magnetostrictive coefficient; magneto-optical Kerr microscopy; surface hysteresis loops; metallic glasses

## Poděkování

Rád bych poděkoval za odborné vedení, příjemnou spolupráci a velké množství investovaného času paní Ing. Mgr. Kamile Hrabovské, Ph.D. a za odborné konzultace panu doc. Ing. Ondřeji Život-skému, Ph.D. z Katedry fyziky VŠB-TUO. Dále bych rád poděkoval Ing. Lucii Gembalové, Ph.D., za umožnění provedení SEM analýzy a chemické analýzy povrchu vybraných typů magneticky měk-kých pásků a také Ing. Yvonně Jiráskové, Ph.D. z Ústavu fyziky materiálů – Akademie věd České republiky v.v.i. v Brně za podporu při RTG difrakci vybraných vzorků.

Tahové zkoušky všech vzorků byly provedeny v Laboratoři integrity konstrukcí a designu materiálu Vysoké školy báňské – Technické univerzity Ostrava. Poděkování za umožnění realizace patří Ing. Vratislavu Mareši.

Tahová napětí na povrchu všech vzorků byla modelována pomocí metody konečných prvků na Ka-tedře aplikované mechaniky Vysoké školy báňské – Technické univerzity Ostrava. Poděkování patří Ing. Jaroslavu Rojíčkovi, Ph.D..

V neposlední řadě děkuji své přítelkyni za podporu během psaní této práce.

# Obsah

Seznam použitých symbolů a zkratk	6
Seznam obrázků	7
Seznam tabulek	9
<b>1 Úvod</b>	<b>10</b>
<b>2 Teoretická část</b>	<b>12</b>
2.1 Soustavy jednotek pro vyjádření magnetických veličin . . . . .	12
2.2 Magnetické vlastnosti látek . . . . .	14
2.3 Magnetizační křivka . . . . .	25
2.4 Rozdělení magnetických materiálů . . . . .	28
2.5 Magnetostrikce . . . . .	29
2.6 Kovová skla . . . . .	35
2.7 Magnetooptická Kerrova mikroskopie . . . . .	38
<b>3 Metodika experimentální práce</b>	<b>42</b>
3.1 Experimentální zkoušky prováděné na páscích bez úprav . . . . .	42
3.2 Experimentální zkoušky prováděné vzorcích ve tvaru disku . . . . .	43
3.3 Experimentální zkoušky prováděné na krátkých páscích . . . . .	43
<b>4 Experimentální práce</b>	<b>44</b>
4.1 SEM a EDX analýza, RTG difrakce . . . . .	44
4.2 Magnetická polarizace experimentálních vzorků v nasycení . . . . .	47
4.3 Držák vzorku a modelování tahového napětí na povrchu experimentálních vzorků . .	48
4.4 Magnetické pole v nasycení . . . . .	54
4.5 Koeficient magnetostrikce v nasycení . . . . .	59
<b>5 Závěr</b>	<b>64</b>



<b>Literatura</b>	<b>66</b>
<b>Přílohy</b>	<b>67</b>
<b>A Tabulky dat naměřených ve snadné ose magnetizace</b>	<b>68</b>
<b>B Tabulky dat naměřených v obtížné ose magnetizace</b>	<b>72</b>

# Seznam použitých zkratek a symbolů

EDX	– Energy-Dispersive X-ray spectroscopy; Energiově-disperzní rentgenová spektroskopie
PFC	– Planar Flow Casting; Metoda rovinného lití
RTG	– Rentgen
SEM	– Scanning Electron Microscopy; Skenovací elektronová mikroskopie
VSM	– Vibrating Sample Magnetometer; Vibrační magnetometr

# Seznam obrázků

2.1	Dvě síly působící proti sobě ve stejném působišti a vznik momentu dvojice sil v okamžiku, kdy jsou působišť odlišná. . . . .	16
2.2	Obdélníková proudová smyčka a působení momentu sil k odvození vztahu 2.8 a ekvivalentní elementární proudová smyčka. Směr magnetického dipólového momentu je stejný jako směr vektoru plochy. . . . .	17
2.3	A paralelní, B antiparalelní uspořádání magnetických momentů v doméně. . . . .	23
2.4	Schéma Blochovy a Neélový stěny. . . . .	25
2.5	Typický průběh magnetizační křivky, červeně je vyznačena křivka prvotní magnetizace. . . . .	27
2.6	Schematická závislost magnetizace $M$ na teplotě $T$ , kdy nulová magnetizace odpovídá Curieově teplotě $T_C$ . Teoretický popis této křivky lze nalézt v [12] . . . . .	28
2.7	Porovnání schematické B-H křivky magneticky měkkého (červená) a tvrdého (modrá) materiálu. . . . .	30
2.8	Diagram ilustrující vznik magnetostricce [6]; A náhodně uspořádaný paramagnetický stav, B náhodně uspořádaný feromagnetický stav, C nasycený feromagnetický stav. . . . .	31
2.9	Uspořádání magnetických domén v materiálu namáhaném mechanickým napětím $\sigma$ , A pro $\lambda_S > 0$ , B pro $\lambda_S < 0$ . . . . .	34
2.10	Změna sklonu magnetizační křivky při namáhání mechanickým napětím $\sigma$ . . . . .	35
2.11	Diagram závislosti fáze na teplotě a čase pro ochlazování taveniny za vzniku kovo-vého skla, $R_C$ - rychlost ochlazování, $T_l$ - teplota taveniny, $T_g$ - teplota přechodu do skelného stavu. . . . .	36
2.12	Schéma metody rovinného lití PFC. . . . .	38
2.13	A longitudinální Kerrův jev; B transversální Kerrův jev; C polární Kerrův jev. . . . .	40
2.14	Schéma Kerrova mikroskopu. . . . .	41
4.1	SEM analýza povrchu vzorku $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ . . . . .	45
4.2	SEM analýza povrchu vzorku $\text{Fe}_{73}\text{Co}_{12}\text{B}_{15}$ . . . . .	45
4.3	Bodová analýza chemického složení vzorků (EDX). . . . .	46
4.4	Záznamy z RTG difrakce. Krystalická struktura je patrná pro vzorek $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$ , ostatní vzorky jsou amorfní. . . . .	47

4.5	Držák pro tahové namáhání vzorků a jeho umístění v Kerrově mikroskopu. . . . .	49
4.6	Graf závislosti mechanického napětí $\sigma$ na relativním prodloužení $\epsilon$ získaný z tahové zkoušky na vzorku $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ . . . . .	50
4.7	Schéma uchycení vzorku v držáku [1]. . . . .	51
4.8	Velikost modelovaného průhybu povrchu vzorku $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$ při namáhání silou 1,96 N. . . . .	52
4.9	Velikost modelovaného mechanického napětí $\sigma_x$ na povrchu vzorku $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$ při namáhání silou 1,96 N. . . . .	53
4.10	Velikost modelovaného mechanického napětí $\sigma_y$ na povrchu vzorku $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$ při namáhání silou 1,96 N. . . . .	53
4.11	Zobrazení magnetických domén a magnetizační křivka na vzorku $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ bez namáhání v remanenci (nulové vnější pole). . . . .	55
4.12	Zobrazení magnetických domén a magnetizační křivka na vzorku $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ na prvním místě ve snadné ose při napětí $\sigma_y = 13,28$ MPa, kdy magnetická pole jsou pro A -0,97 mT, pro B 0,58 mT a pro C -1,19 mT. . . . .	56
4.13	Místo číslo jedna na vzorku $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ , napětí $\sigma_y = 13,28$ MPa, snadná osa magnetizace, zvyšování magnetického pole. . . . .	57
4.14	Místo číslo jedna na vzorku $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ , napětí $\sigma_y = 13,28$ MPa, snadná osa magnetizace, snižování magnetického pole. . . . .	57
4.15	Křivky z místa číslo jedna na vzorku $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ ve snadné ose. Na křivkách jsou vyznačeny body, kdy došlo podle snímků domén k nasycení. . . . .	57
4.16	Zobrazení magnetických domén a magnetizační křivka na vzorku $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ v obtížné ose při napětí $\sigma_x = 111,38$ MPa, kdy magnetická pole jsou pro A -7,04 mT, pro B 10,31 mT (křivka dopředu) a pro C 1,14 mT (křivka zpět). . . . .	58
4.17	Křivky na místě osm na vzorku $\text{Fe}_{62}\text{Co}_{23}\text{B}_{15}$ v obtížné ose magnetizace, A křivka při napětí $\sigma_x = 42,89$ MPa, B křivka při napětí $\sigma_x = 165,03$ MPa . . . . .	59
4.18	Lineární regrese závislosti $H_a = f(\sigma_x)$ z místa číslo pět vzorku $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ . . . . .	61

# Seznam tabulek

2.1	Převod magnetických jednotek ze soustavy CGS do SI [6] . . . . .	14
3.1	Přehled experimentálních vzorků . . . . .	42
4.1	Naměřené hodnoty tloušťky, průměru a magnetického momentu experimentálních vzorků ve tvaru disku . . . . .	48
4.2	Vypočtené hodnoty tloušťky, průměru a magnetického momentu experimentálních vzorků ve tvaru disku . . . . .	48
4.3	Vypočítané hodnoty Youngova modulu. . . . .	50
4.4	Rozměry hlavy mikrometrického šroubu, vzorku a přídržné podložky. . . . .	52
4.5	Hodnoty mechanického napětí stanovené modelem s využitím metody konečných prvků	54
4.6	Vypočítané hodnoty koeficientu magnetostrikce v nasycení ve snadné ose magnetizace	60
4.7	Vypočítané hodnoty koeficientu magnetostrikce v nasycení v obtížné ose . . . . .	62
4.8	Vypočítané průměrné hodnoty lokálního koeficientu magnetostrikce v nasycení při měření v obtížné ose . . . . .	63
A.1	Hodnoty získané pro snadnou osu magnetizace vzorku $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ a $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$ . . .	68
A.2	Hodnoty získané pro snadnou osu magnetizace vzorku $\text{Fe}_{80}\text{Si}_8\text{B}_{12}$ a $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$ . . .	69
A.3	Hodnoty získané pro snadnou osu magnetizace vzorku $\text{Fe}_{56}\text{Co}_{29}\text{B}_{15}$ a $\text{Fe}_{62}\text{Co}_{23}\text{B}_{15}$ .	70
A.4	Hodnoty získané pro snadnou osu magnetizace vzorku $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$ a $\text{Fe}_{73}\text{Co}_{12}\text{B}_{15}$ .	71
B.1	Hodnoty získané pro obtížnou osu magnetizace vzorku $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ a $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$ . . .	72
B.2	Hodnoty získané pro obtížnou osu magnetizace vzorku $\text{Fe}_{80}\text{Si}_8\text{B}_{12}$ a $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$ . . .	73
B.3	Hodnoty získané pro obtížnou osu magnetizace vzorku $\text{Fe}_{56}\text{Co}_{29}\text{B}_{15}$ a $\text{Fe}_{62}\text{Co}_{23}\text{B}_{15}$ .	74
B.4	Hodnoty získané pro obtížnou osu magnetizace vzorku $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$ a $\text{Fe}_{73}\text{Co}_{12}\text{B}_{15}$ .	75

# Kapitola 1

## Úvod

Magnetostrikce je fyzikální jev využívaný v praxi přibližně od sedmdesátých let minulého století, objevena byla na konci 19. století. Při tomto jevu dochází vlivem vnějšího magnetického pole ke změně tvaru materiálu. Tento jev probíhá i naopak - feromagnetický materiál vystavený pružné deformaci vykazuje změny magnetizace. Magnetostrikce je pro určitý materiál vyjádřena bezrozměrným magnetostrikčním koeficientem  $\lambda$  v závislosti na velikosti aplikovaného magnetického pole. Pokud je magnetické pole dostatečně silné, materiál je magneticky nasycen a koeficient  $\lambda$  dosáhne své maximální hodnoty, kterou nazýváme magnetostrikční koeficient v nasycení  $\lambda_s$  [1]. Tento koeficient je konstantní a používá se jako materiálová charakteristika.

V současné době se začíná rozvíjet výroba vysoce magnetostrikčních materiálů, zejména vícevrstevných fólií, které nachází využití v senzorové technice. Požadavky na tyto optimalizované vrstvy jsou vysoké hodnoty magnetostrikce a nízké koercitivní pole. S tímto trendem je také spojen vzrůstající zájem o výzkum jak objemových, tak i povrchových magnetických vlastností materiálů.

Cílem této bakalářské práce je stanovit lokální koeficient magnetostrikce v nasycení na povrchu magneticky měkkých amorfních pásků na bázi FeSiB a FeCoB pomocí Becker-Kerstenovy metody [2]. Za účelem kontroly magnetické anizotropie byl vyroben speciální držák s možností kontroly průhybu vzorku a tím také velikosti tahového namáhání v povrchové vrstvě vzorku. Změny magnetizace a pohyb magnetických domén v namáhaném pásku byly pozorovány pomocí magnetooptické Kerrovy mikroskopie, kdy dochází k rotaci lineárně polarizovaného paprsku při odrazu od vzorku. Výhody této metody jsou bezkontaktnost, možnost měření na malé ploše povrchu vzorku, možnost separovat požadovanou složku magnetizace a potřeba vzorku o rozměrech pouze 12x5 mm. Magnetooptické metody umožňují detekovat velmi malé změny magnetického stavu na povrchu vzorku s hloubkovou citlivostí pár desítek nanometrů, a to i v případě, kdy jsou tyto změny velmi rychlé.

Velikost potřebného tahového napětí na povrchu vzorku není možné určit ze vztahu pro jednoduchý tah  $\sigma = F/S$ , protože speciální držák deformuje vzorek ohybem. Z tohoto důvodu je potřeba tahové napětí na povrchu vzorku modelovat pomocí metody konečných prvků. Youngův modul pružnosti nezbytný pro modelování napětí v povrchové vrstvě byl určen pomocí tahové zkoušky.

Typy materiálů vzorků v bakalářské práci byly vybrány z důvodu jejich využití v senzorickém průmyslu. Jedná se o amorfní slitiny ve tvaru tenkých pásků o tloušťce přibližně  $30\text{ }\mu\text{m}$  s kombinací objemové magnetostrikce v nasycení okolo  $30 \cdot 10^{-6}$  a měkkého magnetického chování (koercitivní pole jednotky  $\text{Am}^{-1}$ ).

Bakalářská práce je rozdělena do pěti kapitol. Teoretická část popisuje teorii k magnetickým vlastnostem látek, magnetooptice a kovovým sklům. Dále následují kapitoly popisující metodiku experimentální práce a výsledky všech experimentálních prací.

## Kapitola 2

# Teoretická část

### 2.1 Soustavy jednotek pro vyjádření magnetických veličin

Měření je základem fyziky. Podává nám přesné informace o světě okolo nás. Jakýkoli teoretický závěr je vždy potřeba podrobit porovnání s experimentem. Veličiny spjaté s tímto nazýváme fyzikálními veličinami. Pro popis *fyzikální veličiny* zavedeme její *jednotku*, tedy míru veličiny s číselnou hodnotou jedna (jak už napovídá název „jednotka“). Pro úplnou definici potřebujeme zavést také *standard*, tedy jakýsi návod, jak získat hodnotu veličiny. Standard musí být neměnný.

Samotná definice standardu však sama o sobě nestačí - je potřeba vypracovat metody, jak jej používat k měření širokého rozsahu veličiny (například délku měříme jak pro atomy, tak pro vzdálenosti galaxií). Často tak nelze pozorovanou veličinu porovnat se standardem přímo. V klasické fyzice se předpokládá, že měření samotné hodnotu fyzikální veličiny neovlivní. Přesnější je však uvažovat „dost malé“ ovlivnění, protože vliv měření na veličinu o velmi malých rozměrech (v kvantové mechanice) nelze zanedbat.

Fyzikálních veličin je mnoho, pro jejich uspořádání je však klíčové, že mnohé z nich jsou vzájemně závislé. To umožňuje vybrat několik na sobě nezávislých veličin a jejich standardů, a ostatní veličiny definovat pomocí jejich kombinací. Toto umožňuje zavedení soustav veličin [3].

#### 2.1.1 Soustava CGS

Tato soustava je starší než soustava SI. Založil ji Carl Friedrich Gauss jako soustavu mechanických veličin (centimetr, gram, sekunda). Později byla rozšířena Maxwellem a Thomsonem o elektromagnetické jednotky. Způsob vyjádření těchto elektromagnetických jednotek je dvojitý, kdy je soustava CGS rozšířena na soustavu elektrostatickou CGSE a elektromagnetickou CGSM. Pro rozšíření na CGSE slouží Coulombův zákon elektrostatiky a vyjádření síly jako  $F = ma$ , kdy platí  $[F] = \text{g cm s}^{-2}$ , a z

$$F_{\text{ce}} = k_{\text{ce}} \frac{Q^2}{r^2}, \quad (2.1)$$



kde  $k_{ce}$  je bezrozměrná konstanta, plyne, že  $[Q] = \text{cm}^{3/2}\text{g}^{1/2}\text{s}^{-1}$ .

Zcela analogicky se odvozuje soustava CGSM podle Coulombova zákona pro magnetické póly. Podle definic pro intenzity elektrického ( $\vec{E} = \vec{F}/Q$ ) a magnetického pole ( $\vec{H} = \vec{F}/m$ ) je jasné, že jednotka v CGSE pro intenzitu elektrického pole a jednotka v CGSM pro intenzitu magnetického pole jsou totožné. Tato jednotka se nazývá Oersted (Oe) a je dána jako:

$$[H] = \frac{\text{cm g s}^{-2}}{\text{cm}^{3/2}\text{g}^{1/2}\text{s}^{-1}} = \text{cm}^{-1/2}\text{g}^{1/2}\text{s}^{-2} = \text{Oersted}. \quad (2.2)$$

Podobným způsobem lze definovat i ostatní jednotky magnetických veličin [4].

### 2.1.2 Soustava SI (*Le Système International d'Unités*)

Tato soustava byla uzákoněna v roce 1960 a obsahovala šest základních veličin a jejich jednotek. Navíc k jednotkám délky (metr), hmotnosti (kilogram) a času (sekunda), které užíváme v soustavě CGS, přibýly jednotky veličin elektrického proudu (Ampér), termodynamické teploty (Kelvin) a svítivosti (Kandela). V roce 1971 byla přidána sedmá veličina látkové množství s jednotkou mol [4]. Definice byly založeny na etalonech (kilogram, dříve i metr) a různých podílech naměřených hodnot za jistých podmínek. Problémy této definice byly převážně s etalonem kilogramu, který různými vlivy (i přes veškerou snahu je omezit) vykazoval drobné změny své hmotnosti. Dalším problémem byla realizace jednotky Kelvin, která se vázala na trojný bod vody a měla vysoké nároky na kvalitu aparatury.

Proto došlo v roce 2019 ke změně definic některých jednotek, a to za pomoci různých fyzikálních konstant, které jsou s jednotkou svázány a které se různými experimenty podařilo změřit s přesností řádově vyšší [5]. Tyto konstanty jsou nyní fixovány na pevný počet desetinných míst.

Jedním z důsledků této nové definice je porušení absolutně přesného převodu mezi soustavami SI a CGS.

### 2.1.3 Převody mezi soustavami SI a CGS pro magnetické veličiny

Hlavní rozdíl při vyjadřování rovnic a jednotek v soustavách SI a CGS spočívá ve vyjádření kulové symetrie v rovnicích síly za pomoci faktoru  $4\pi$ . Dalším významným rozdílem je to, že permitivita a permeabilita v soustavě SI mají fyzikální význam, charakterizují dané prostředí. Převod magnetických jednotek ze soustavy CGS do SI je uveden v tabulce 2.1.

Tabulka 2.1: Převod magnetických jednotek ze soustavy CGS do SI [6]

Veličina	jednotka v CGS	převodní faktor do SI	jednotka v SI
Intenzita magnetického pole $\vec{H}$	oersted (Oe)	$10^3/4\pi$	(Am <sup>-1</sup> )
Magnetická indukce $\vec{B}$	gauss (G)	$10^{-4}$	tesla (T)
Permeabilita vakua $\mu_0$	(-)	$4\pi 10^{-7}$	(kg m s <sup>-2</sup> A <sup>-2</sup> )
Magnetický moment $\vec{\mu}$	emu	$10^{-3}$	(Am <sup>2</sup> )
Magnetický indukční tok $\Phi$	maxwell (Mx)	$10^{-8}$	weber (Wb)

## 2.2 Magnetické vlastnosti látek

Magnetické vlastnosti látek jsou lidstvu známy minimálně tisíc let, a to v podobě přírodních magnetů. Poměrně dlouhou dobu je také známý fakt, že magnety mají dva póly, kdy souhlasné se odpuzují a nesouhlasné se přitahují. Nejčastějším značením je N pro pól severní a S pro pól jižní, což je značení pocházející z angličtiny a je tedy široce používáno.

Studium magnetických vlastností látek bylo dlouhou dobu opomíjeno s jedinou výjimkou - navigace za pomoci kompasu. Až Hans Christian Ørsted (na jeho počest se nazývá jednotka intenzity magnetického pole v soustavě CGS Oersted) zpozoroval, že k vychýlení magnetky kompasu dochází i v okolí vodiče protékaného proudem - bylo tedy jasné, že elektrický náboj v pohybu vytváří magnetické pole [3].

Metoda mapování magnetického pole je poměrně snadná - stačí do magnetického pole umístit ocelové piliny, a ty zaujmou jisté polohy. Tyto polohy reprezentují *magnetické indukční čáry*. Směr magnetických indukčních čar je dán konvencí jako směr od severního pólu k jižnímu. Tečna k magnetické indukční čáře představuje směr magnetické indukce [3].

Pouhým pozorováním magnetických indukčních čar můžeme zjistit důležitou vlastnost - tyto čáry jsou vždy uzavřené (na rozdíl od siločar elektrického pole).

Intuitivně pak dojdeme k poznatku, že tok vektoru magnetické indukce plochou uzavírající objem (pláštěm tělesa) je nulový - každá indukční čára, která skrz plochu objem opustí, se do něj opět skrz plochu musí vrátit (protože je uzavřená). Matematicky je tento poznatek popsán jednou z *Maxwellových rovnic* popisující elektromagnetické pole [7].

Proč ale potřebujeme tento poznatek a tuto rovnici? Dosud jsme pozorovali magnetické pole okolo permanentního magnetu, a to nezávisle na jeho zdroji. Nyní se pokusíme tento zdroj najít.

Zdrojem elektrického pole je elektrický náboj. A elektrické a magnetické pole jsou si v mnohém podobné (tvoří jediné pole, *elektromagnetické pole*). Okolo izolovaného bodového náboje existuje plocha obepínající objem tak, že výsledný tok elektrické intenzity plochou není nulový. Toto představuje další Maxwellovu rovnici. To však u magnetického pole není možné - magnetické indukční čáry bodového zdroje (velmi malého magnetu) jsou stále uzavřené, a proto můžeme předpokládat, že neexistují žádné *magnetické monopóly* [7]. Pokud však magnetické monopóly neexistují, nemohou

být zdrojem magnetického pole přirozených magnetů - musíme tedy najít nějaký jiný zdroj. Tento zdroj objevil Ørsted, jde tedy o vodič protékaný proudem. Nejprve si uvedeme příklad pro vodič makroskopický.

Magnetická síla je definována [6] jako:

$$d\vec{F}_m = dq (\vec{v} \times \vec{B}) = dq \left( \frac{d\vec{x}}{dt} \times \vec{B} \right) = I (d\vec{x} \times \vec{B}), \quad (2.3)$$

kde  $dq$  je element náboje,  $\vec{v}$  je rychlost pohybu náboje,  $\vec{B}$  je magnetická indukce a  $d\vec{x}$  je délkový element. Celkovou magnetickou sílu lze získat jako:

$$\vec{F}_m = I \int d\vec{x} \times \vec{B}, \quad (2.4)$$

kdy směr síly určuje pravidlo levé ruky (popřípadě pravé ruky, výsledný směr nezávisí na ruce, ale na definici vektorového součinu). Příkladem tohoto působení je silové působení dvou rovnoběžných vodičů protékaných proudem  $I$ . Potřebnou magnetickou indukci získáme z Biotova-Savartova (například [8]) zákona:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 dQ}{4\pi} \frac{\vec{v} \times \vec{r}}{r^3} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}, \quad (2.5)$$

kde  $\vec{v}$  je rychlost pohybu náboje,  $d\vec{l}$  je element délky a vektor  $\vec{r}$  určuje vzdálenost náboje od místa určení.

Za zmínku stojí, že magnetická síla a pole s ní spjaté jsou důsledkem pohybu elektrického náboje a speciální teorie relativity (pomale Lorentzovy transformace [9]). Obtížnost tohoto odvození však přesahuje rozsah této práce.

Nyní se vraťme k přírodnímu magnetu, který od začátku zkoumáme. Vztah 2.5 nám ukazuje, že v okolí vodiče protékaného elektrickým proudem můžeme skutečně nalézt magnetické pole. Zároveň je jasné, že přiblížení dlouhého přímého vodiče není správné, stejně jako to, že v přírodním magnetu žádný makroskopický elektrický proud nepozorujeme.

Pro úplnost uvedeme, že magnetická indukce  $\vec{B}$  je s intenzitou magnetického pole  $\vec{H}$  v následujícím vztahu:

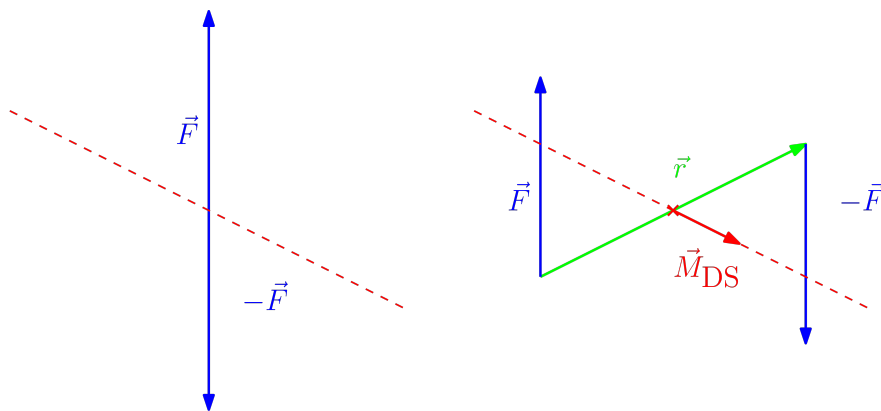
$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H}, \quad (2.6)$$

kde  $\mu$  je obecná permeabilita,  $\mu_0$  je permeabilita vakua a  $\mu_r$  je relativní permeabilita.

## 2.2.1 Orbitální magnetický moment

Snadným vysvětlením by byl vodič, který by byl uzavřen sám do sebe a tekla v něm konstantní proud. Taková představa je skutečně do jisté míry správná, protože hmotu tvoří atomy, které si můžeme představit jako kladně nabitá jádra, okolo kterých obíhají po uzavřených drahách záporně nabitě elektrony. Tuto představu formuloval Ernest Rutherford v roce 1909 a brzy se ukázala jako

chybná. Správná interpretace je kvantově-mechanická. Zajímavé je, že pro tento případ je však výsledek kvantově-mechanický a klasický srovnatelný, a to i přes to, že klasická představa se opírá o představu elektronu jako nabitě „kuličky“, což je v přímém rozporu s kvantovou mechanikou [10]. Pro následující popis si potřebujeme zavést novou magnetickou veličinu. Důvod pro její zavedení je analogický příkladu z mechaniky. Máme dvě síly stejné velikosti a opačného směru. Působí-li ve stejném místě proti sobě, jejich translační účinky se zruší. Působí-li však v jisté vzdálenosti od sebe, zůstává jejich translační účinek stále nulový, ale mají účinek rotační. Pro jeho popis se nehodí síla, nýbrž *moment dvojice sil*  $\vec{M}_{DS}$ . Jednou z vlastností dvojice sil je fakt, že tento moment je stejný kdekoli mezi působišti obou sil. Přesuneme-li vztažný bod do jednoho z působišť, je jasné, že moment dvojice sil v tomto případě lze považovat za obyčejný moment síly.



Obrázek 2.1: Dvě síly působící proti sobě ve stejném působišti a vznik momentu dvojice sil v okamžiku, kdy jsou působiště odlišná.

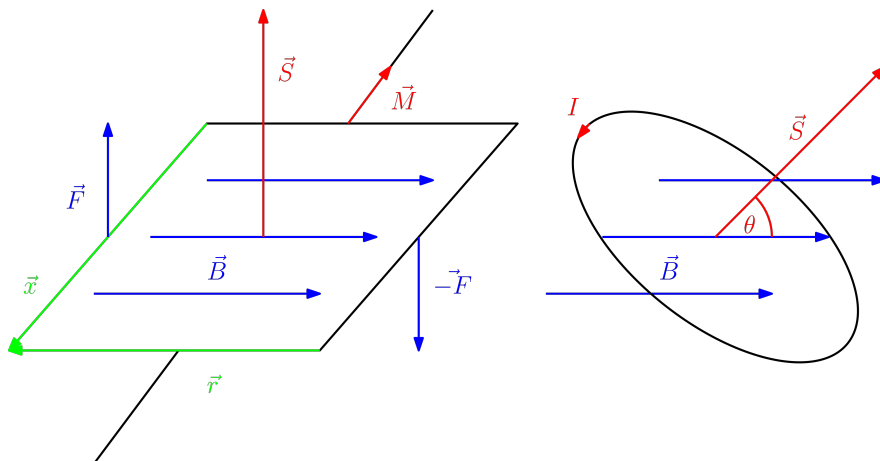
V analogii s tímto zavádíme magnetický dipólový moment. Ten se uplatňuje v okamžiku, kdy je makroskopický proud nulový, ale v materiálu se vyskytují proudové smyčky. Tyto proudové smyčky si můžeme nejnázne představit právě jako elektron obíhající jádro svého atomu (proto budeme mluvit o *magnetickém momentu elementární smyčky* jako o *orbitálním magnetickém momentu*). Moment síly je v mechanice definován [3] jako:

$$\vec{M} = \vec{r} \times \vec{F}, \quad (2.7)$$

kde s využitím vztahu 2.4 můžeme psát:

$$\vec{M} = I\vec{r} \times \vec{x} \times \vec{B} = I\vec{S} \times \vec{B} = \vec{\mu} \times \vec{B}, \quad (2.8)$$

kde  $\vec{\mu}$  je magnetický dipólový moment a  $\vec{S}$  je vektor proudové smyčky (má stejnou velikost jako je její plocha, a směr je normála této plochy). Z tohoto vztahu je patrné, že při aplikaci vnějšího magnetického pole působí na elementární proudovou smyčku (vlastně elektron obíhající kolem jádra) moment sil, který má tendenci jí otáčet.



Obrázek 2.2: Obdélníková proudová smyčka a působení momentu sil k odvození vztahu 2.8 a ekvivalentní elementární proudová smyčka. Směr magnetického dipólového momentu je stejný jako směr vektoru plochy.

Magnetický dipólový moment je definován jako:

$$\vec{\mu} = I\vec{S}. \quad (2.9)$$

Proudová smyčka je tedy ve vnějším magnetickém poli vystavena účinku momentu síly. Projevem tohoto může být natočení proudové smyčky. Zde je vhodné zavést potenciální energii této proudové smyčky. Využijeme k tomu vztahu 2.8, znalosti vlastností skalárního a vektorového součinu (kde  $\phi$  je úhel mezi vektory ve vektorovém součinu, kdy pro smyčku platí  $\phi = \pi/2$ , a  $\theta$  je úhel mezi vektory ve skalárním součinu) a definici potenciální energie jako záporně vzaté mechanické práce:

$$V_m(\theta) = -I r x B \cos \theta \sin \pi/2 = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}. \quad (2.10)$$

Z této rovnice lze odvodit, že nejnižší potenciální energii má ten stav, kdy jsou vektory  $\vec{\mu}$  a  $\vec{B}$  rovnoběžné - tedy vystavíme-li materiál obsahující takovéto elementární smyčky vnějšímu magnetickému poli, dojde k jejich uspořádání ve směru vnějšího magnetického pole.

Tento stav by ve skutečném materiálu nastal za předpokladu, že by tepelný pohyb smyček byl velmi malý. Toto by se dalo splnit pouze v případě, že by se materiály nacházely v teplotě blízké absolutní nule. Takové materiály by potom při uspořádání všech elementárních proudových smyček vykazovaly vlastnosti přírodního magnetu. Ale my máme k dispozici onen přírodní magnet, a to za pokojové teploty. Jak je to možné?

Nabízí se dvě možná vysvětlení. Prvním je vnitřní struktura látky, která dovoluje uspořádanou orientaci orbitálních magnetických momentů. Další možností je existence dalšího magnetického momentu, jiného, než orbitálního.

Ukazuje se, že obě vysvětlení jsou částečně správná. Pomocí výpočtu bylo zjištěno, že u některých

látek (pomocí znalosti geometrie krystalové mřížky a počtu částic v ní) není souhrnný magnetický moment všech elementárních smyček tak velký jako naměřená hodnota [11]. Prokazatelně tedy existuje další magnetický moment.

Další nesrovnalostí je existence *spontánního magnetického momentu*, který má materiál přirozeně. Elementární smyčky reagují až na přítomnost vnějšího magnetického pole, do té doby tvoří navenek neutrální celek. Ve zcela klasickém systému by nic jako spontánní magnetický moment nemohlo existovat. Odpověď přináší až kvantová mechanika, neboť magnetismus je od kvantové mechaniky zcela neoddělitelný [12].

## 2.2.2 Kvantový pohled na problematiku a spinový magnetický moment

Pro jednoduchost budeme ze začátku uvažovat vodíkový atom. Abychom získali to, co potřebujeme, musíme vyřešit Schrödingerovu rovnici, což není triviální - k řešení je třeba odseparovat trojici proměnných (poloměr a dva úhly) za pomoci substituce do sférických souřadnic. Ani řešení této trojice rovnic není vždy snadné, důležitý je ale výsledek. Protože jsme měli tři prostorové proměnné, je logické, že dostaneme tři čísla, která získáme z omezení získaných rovnic. Tato čísla nazýváme kvantová. Jsou to:

- $n = 1, 2, 3, \dots$  - hlavní kvantové číslo - udává kvantování energie
- $l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1)$  nebo také s, p, d, f - orbitální kvantové číslo - udává kvantování momentu hybnosti  $\vec{L}$
- $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$  - magnetické kvantové číslo - udává kvantování směru  $\vec{L}$

a platí, že mohou nabývat pouze jistých hodnot (kvůli řešení rovnic).

Důležité je zde zmínit, že moment hybnosti  $\vec{L}$  je kvantovaný jak do velikosti podle vztahu, kde  $\hbar$  je redukovaná Planckova konstanta:

$$L = \sqrt{l(l+1)}\hbar, \quad (2.11)$$

tak do směru v případě existence vnějšího magnetického pole (zde ve směru osy  $z$ ). Směr vektoru  $\vec{L}$  je určen magnetickým kvantovým číslem  $m_l$  podle vztahu:

$$L_z = m_l \hbar, \quad (2.12)$$

kdy zajímavým důsledkem je, že  $\vec{L}$  nemůže být rovnoběžný ani antiparalelní s  $\vec{B}$ . Toto vše nalezneme přehledně v [10].

Pro další postup využijeme vztahu 2.9 s předpoklady, že obíhá-li elektron po proudové smyčce s frekvencí  $f$ , vytváří tak elektrický proud  $I = -ef$ , kde  $e$  představuje elementární náboj. Zároveň použijeme definice velikosti momentu hybnosti:

$$L = m_e v r = 2\pi m_e f r^2$$

$$\mu = -ef\pi r^2 ,$$

a pro magnetický moment elektronu tedy dostáváme:

$$\vec{\mu} = - \left( \frac{e}{2m_e} \right) \vec{L} , \quad (2.13)$$

kde  $\left( \frac{e}{2m_e} \right)$  nazýváme gyromagnetický poměr.

Toto nám spolu s 2.12 dává možnost přepsat vztah 2.10 do tvaru:

$$V_m(\theta) = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = m_l \left( \frac{e\hbar}{2m_e} \right) B , \quad (2.14)$$

kde  $\left( \frac{e\hbar}{2m_e} \right)$  nazýváme Bohrov magneton.

Zajímavým důsledkem toho, že magnetické kvantové číslo nabývá vždy dvou stejně velkých kladných a záporných hodnot je energetické rozštěpení spektrální čar, které se nazývá *Zeemanův efekt*. Tento efekt přímo potvrzuje prostorové kvantování, tedy vztah 2.12. Opět toto vše nalezneme přehledně v [10] nebo v [6].

Avšak ne všechno jsou atomy vodíku. Dosavadní popis je tedy třeba o něco rozšířit. Jedním z důvodů je existence *anomálního Zeemanova efektu*, kdy dochází ke štěpení na více čar, než se předpokládá. Bylo tedy navrženo, že elektron má svůj vlastní na okolí nezávislý moment hybnosti, a s ním spojený magnetický moment. Tato představa se opírá o představu elektronu jako okolo své osy rotující nabitě „kuličky“, která rozhodně není v souladu s kvantovou teorií. Nicméně existenci tohoto vlastního momentu hybnosti na základě relativistické teorie prokázal v roce 1928 Dirac [10]. Pro popis spinového momentu hybnosti se užívá kvantového čísla  $s$ , které má pouze jedinou hodnotu  $s = \frac{1}{2}$ . Vektor momentu hybnosti daného spinem je pak:

$$S = \sqrt{s(s+1)}\hbar = \sqrt{\frac{3}{4}}\hbar . \quad (2.15)$$

I zde se uplatňuje rovněž prostorové kvantování, které je popsáno spinovým magnetickým kvantovým číslem  $m_s$ , které nabývá hodnot  $m_s = \pm \frac{1}{2}$  a je dáno:

$$S_z = m_s\hbar = \pm \frac{1}{2}\hbar . \quad (2.16)$$

Gyromagnetický poměr charakterizující spin elektronu je téměř přesným dvojnásobkem gyromagnetického poměru orbitálního. Předpokládáme-li, že je tento dvojnásobek přesný, získáme vyjádření pro všechny možné složky vektoru spinového magnetického momentu  $\mu_s$  jako:

$$\mu_{sz} = \pm \frac{e\hbar}{2m_e} , \quad (2.17)$$

což je opět Bohrov magneton. Porovnáme-li jej s velikostí orbitálního magnetického momentu ve vztahu 2.14, tak vidíme, že velikost spinového magnetického momentu je při nízkých hodnotách  $m_l$  s orbitálním magnetickým momentem srovnatelná, a rozhodně ji nelze zanedbat.

Je také vhodné zmínit, že spinový magnetický moment přísluší také protonům. Ve vztahu 2.17 však figuruje hmotnost elektronu. Dosadíme-li však hmotnost protonu, zjistíme, že velikost spinového magnetického momentu protonu (jádra) lze vůči magnetickému momentu elektronu zanedbat. Toto vše nalezneme přehledně v [6] a [10].

### 2.2.3 Indukovaný magnetický moment

Posledním magnetickým momentem, který se projevuje, je moment indukovaný. Tento vzniká zcela přirozeně jako důsledek Faradayova zákona elektromagnetické indukce (další z Maxwellových rovnic, vztah [7]). Elektromagnetická indukce je jev, při kterém změna magnetického pole (magnetického indukčního toku) vyvolá změnu pole elektrického. Zcela v souladu s našim poznáním je fakt, že indukovaný proud (pro náš případ je vhodné uvažovat proud, a ne napětí, jak je obvyklé) vytváří proudovou smyčku působící svým magnetickým momentem proti magnetické indukci, která tento proud vybudila. Tento proces lze obecněji popsat tak, že je-li systém v rovnovážné poloze, snaží se v ní navzdory vnějším vlivům zůstat [7].

### 2.2.4 Magnetizace a magnetická polarizace

Tímto jsme získali všechny potřebné magnetické momenty pro popis magnetických vlastností látek.

- *orbitální magnetický moment elektronu*
- *spinový magnetický moment elektronu*
- *indukovaný magnetický moment*

Nyní potřebujeme zavést vektor magnetické polarizace  $\vec{J}$ , který nám umožní popsat magnetické vlastnosti materiálu. Platí, že magnetizace je objemová hustota magnetického momentu.

$$\vec{M} = \frac{d\vec{\mu}}{dV}, \quad (2.18)$$

kde  $dV$  je objem elementu a  $\vec{\mu}$  je celkový magnetický moment. Magnetická polarizace tedy je:

$$\vec{J} = \mu_0 \vec{M}. \quad (2.19)$$



Pro přesný popis však potřebujeme vědět, jak jsou jednotlivé magnetické momenty vůči sobě orientované. K tomu budeme potřebovat trochu více popsat strukturu atomu.

### 2.2.5 Pauliho vylučovací princip

Představíme-li si víceatomové prvky, je hlavní otázkou to, kde se nacházejí elektrony. Za předpokladu, že by bylo dovoleno obsazovat libovolné hladiny bez závislosti na tom, zda už obsazené jsou, dostali bychom atom, kdy všechny elektrony by byly v nejnižší hladině. Příným rozporem vůči tomuto však jsou rozdílné chemické vlastnosti atomů s blízkými počty elektronů. Elektrony mají hlavní vliv na chemické vlastnosti prvků, a pokud by byly všechny v jedné hladině, rozumným vysvětlením by byly podobné chemické vlastnosti těchto prvků - to však nepozorujeme. Právě naopak, periodické vlastnosti prvků se opakují při stále stejných rozdílech v počtu elektronů.

Na základě pozorování, kdy některé kvantové stavy neexistovaly tak, jak by měly, formuloval Wolfgang Pauli v roce 1925 svůj vylučovací princip - *žádné dva elektrony v atomu nemohou existovat ve stejném kvantovém stavu*. Soubor čísel  $n, l, m_l$  a  $m_s$  tedy musí být pro každý elektron různý. Z důvodu antisymetrické vlnové funkce při záměně těchto částic nemohou tyto částice (ukazuje se, že jde o částice s poločíselným spinem, nazývané *fermiony*) existovat ve stejném kvantovém stavu [10].

### 2.2.6 Elektronová konfigurace

Pravidla pro strukturu atomů jsou Pauliho vylučovací princip a fakt, že nejstabilnější je systém s nejnižší celkovou energií. Energie elektronů závisí převážně na hlavním kvantovém čísle  $n$ . Závislost je natolik výrazná, že lze říct, že elektrony se stejným  $n$  obsazují stejnou *slupku*, jejich energie je podobná. Na energii elektronu má vliv i vedlejší kvantové číslo  $l$ . U složitějších elektronů jsou vzdálenější elektrony stíněny těmi v nižších vrstvách. Mají-li elektrony stejné  $l$ , říkáme, že se nachází ve stejné *podslupce*. Závislost energie na  $m_l$  a  $m_s$  je velmi malá - elektrony ve stejné podslupce mají energii téměř stejnou.

Počet atomů, který může obsadit jednotlivou podslupku je dán čísly  $m_l$  a  $m_s$ , kdy pro každé  $l$  existuje  $2l + 1$  magnetických kvantových čísel a 2 spinová kvantová čísla. Dohromady tedy  $2(2l + 1)$  pro počet elektronů na danou podslupku. Výsledkem je zápis elektronové konfigurace například pro kyslík:  $1s^2 2s^2 2p^4$ , kde  $n = 1, 2$   $l = 1, 2$

Je-li nějaká slupka zcela zaplněna, nazýváme ji *uzavřenou*. Uzavřená slupka je velmi pevně vázána, rozdělení elektronů je dokonale symetrické a nemá žádný magnetický moment. O vlastnostech atomu tak rozhodují výhradně nezaplňené vnější podslupky, které nazýváme *valenční*.

Vysvětlení chemických vazeb mezi jednotlivými atomy je velmi složitou záležitostí. Pro jednoduchost nám však bude stačit, že každý atom se snaží dosáhnout zcela zaplněné elektronové konfigurace - a

to vzájemným sdílením elektronů s jiným atomem [10].

### 2.2.7 Hundovo pravidlo

Toto pravidlo je důsledkem odpuzování atomových elektronů. Energie atomu je tím nižší, čím dále od sebe elektrony jsou. Mají-li elektrony stejný spin, musí se lišit v magnetickém kvantovém čísle a jejich prostorové rozdělení je takové, že jsou elektrony dále od sebe. Kdykoli je to možné, zůstávají elektrony nespárované - mají tedy rovnoběžné spiny [10].

### 2.2.8 Diamagnetismus a Paramagnetismus

Toto všechno nám bude stačit pro popis *diamagnetismu* a *paramagnetismu*.

Například v heliu  $1s^2$  je orbitální magnetický moment nulový ( $m_l = 0$ ), spinový magnetický moment je rovněž nulový (dva spiny se navenek kompenzují) a jediný magnetický moment je ten indukovaný. Výsledkem tedy je, že pod účinkem vnějšího magnetického pole je toto pole mírně oslabeno. Látky, které stejně jako helium oslabují magnetické pole, nazýváme *diamagnetickými*.

Ne vždy jsou spinový a orbitální magnetický moment nulové. Pokud je jejich souhrnná velikost větší, než velikost momentu indukovaného, tak taková látka mírně zesiluje magnetické pole, a nazýváme ji *paramagnetickou*.

Pro popis je vhodné zavést *magnetickou susceptibilitu*:

$$\chi_m = \frac{\mu_0 M}{B}. \quad (2.20)$$

Tato bezrozměrná veličina určuje reakci materiálu na vnější magnetické pole. Látky diamagnetické mají zápornou susceptibilitu, zatímco látky paramagnetické ji mají kladnou [12]. Velikost susceptibility u těchto látek se velikostí blíží 0.

Stále však platí, že paramagnetismus a diamagnetismus látky se projevuje až aplikací vnějšího pole - existenci pole v okolí přírodního magnetu však nevysvětluje.

### 2.2.9 Doménová struktura

Abychom mohli nějak vysvětlit spontánní magnetický moment přírodního magnetu, musíme předpokládat, že v materiálu existují stálé magnetické momenty, což je plně v souladu s Hundovým pravidlem. Dalším předpokladem je, že se tyto magnetické momenty v materiálu uspořádávají do jednoho směru. Takový stav skutečně existuje a nazýváme ho *magnetickou doménou*. Všechny magnetické momenty uvnitř jedné domény jsou uspořádány do jednoho směru. Tento směr je však pro různé domény odlišný. Materiál tak celkově nevykazuje žádné magnetické pole na makroskopické úrovni.

V materiálu však máme krystalovou strukturu. Vzhledem ke geometrické podstatě krystalové mřížky

můžeme uvažovat, že ne všechny směry a stavy uspořádání domén jsou rovnocenné. Skutečně platí, že v reálných materiálech se vyskytují tzv. *snadné osy*, tedy směry, do kterých se magnetické momenty snáze orientují [6].

Na první pohled by se mohlo zdát, že uspořádání všech momentů do jednoho směru musí nutně být energeticky méně výhodné, než uspořádání antiparalelní. Není to však pravda, za jistých podmínek je paralelní uspořádání skutečně energeticky výhodnější. Toto uspořádání objevil v roce 1907 Weiss, kdy působení tvořící paralelní strukturu nazval *molekulovým polem*. Dnes je toto pole označováno jako *průměrné pole* (*mean field*) [6].

Weiss předpokládal průměrné pole  $\vec{H}_e$  v doméně úměrné spontánní (nenucené) magnetizaci  $\vec{M}_n$ :

$$\vec{H}_e = \alpha \vec{M}_n. \quad (2.21)$$

Toto pole uvnitř domény určíme jako sumu všech momentů  $\vec{\mu}$  a příslušných koeficientů  $\alpha_{ij}$

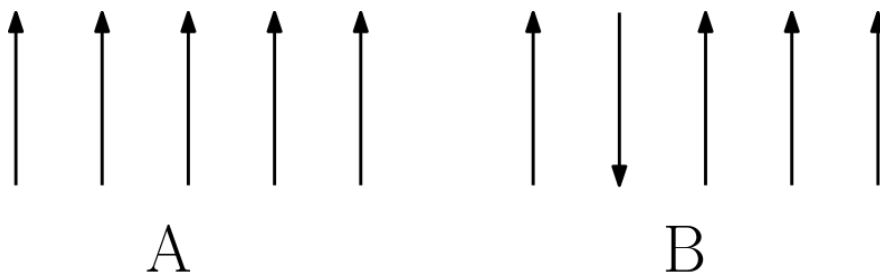
$$\vec{H}_e = \sum \alpha_{ij} \vec{\mu}_j, \quad (2.22)$$

kdy magnetickou energii jednoho momentu určíme podle vztahu 2.14:

$$V_m = -\mu_0 \vec{\mu}_i \cdot \sum \alpha_{ij} \vec{\mu}_j, \quad (2.23)$$

kde  $\mu_0$  je permeabilita vakua. Předpokládáme-li koeficient  $\alpha_{ij}$  konstantní v rámci domény, lze vztah pro celkovou energii systému několika momentů psát jako:

$$V_m = -\mu_0 \alpha \sum \vec{\mu}_i \cdot \sum \vec{\mu}_j. \quad (2.24)$$



Obrázek 2.3: A paralelní, B antiparalelní uspořádání magnetických momentů v doméně.

Nyní předpokládáme systém například pěti momentů uspořádaných nejprve paralelně (obrázek 2.3 A) a poté antiparalelně (obrázek 2.3 B).

Předpokládáme stejnou velikost všech momentů  $\mu$ . S použitím vztahu 2.24 na případ A získáme:

$$V_m = -\mu_0\alpha (\mu_4\mu + \mu_4\mu + \mu_4\mu + \mu_4\mu + \mu_4\mu) = -20\mu^2\mu_0\alpha. \quad (2.25)$$

S použitím vztahu 2.24 na případ B získáme:

$$V_m = -\mu_0\alpha (\mu_2\mu - \mu_4\mu + \mu_2\mu + \mu_2\mu + \mu_2\mu) = -4\mu^2\mu_0\alpha. \quad (2.26)$$

Zde vidíme, že paralelní uspořádání má skutečně nižší energii, tedy je stabilnější. Tento příklad nalezneme v [6]. Toto však platí za předpokladu, že  $\alpha > 0$ . Platí-li  $\alpha < 0$ , pak se momenty uspořádají antiparalelně.

Tato problematika je poměrně složitá. Polarita koeficientu  $\alpha$  je dána kvantovou mechanikou, konkrétně polaritou *výměnného integrálu*. Tento integrál vzniká jako důsledek nerozlišitelnosti elektronů, které mohou měnit svou příslušnost k atomům. Toto téma je více rozvedeno v [12] a [10] a svým rozsahem přesahuje tuto práci. Stačí však říct, že polarita výměnného integrálu je dána meziatomovou vzdáleností, která je charakteristická pro daný materiál, a také krystalovou mřížku [6]. Závislost na vzdálenosti také dokáže vysvětlit, proč jsou feromagnetické *Heuslerovy slitiny*, i když prvky, ze kterých jsou složeny (měď, mangan, hliník), magnetické nejsou [11].

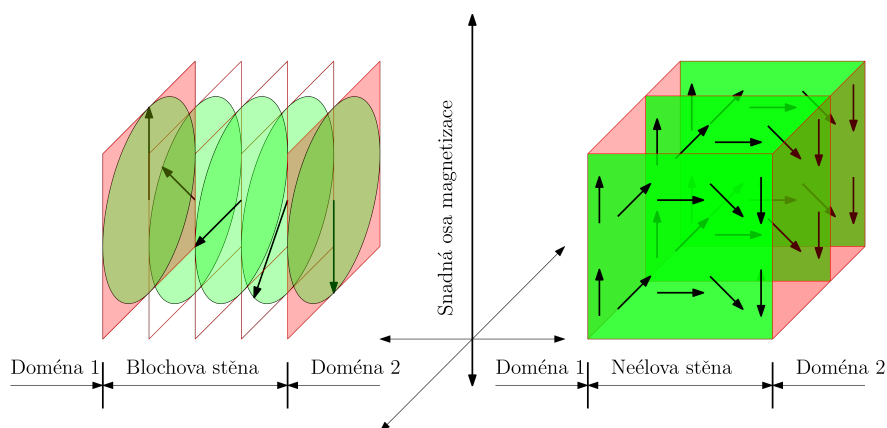
## 2.2.10 Doménové stěny

Domény jsou fyzicky odděleny doménovými stěnami, kdy se vektor magnetizace otáčí ze směru jedné domény do směru domény druhé.

Působí-li na materiál vnější magnetické pole, tak dochází v souladu s tím, že potenciální energie přirozeně nabývá nejmenších hodnoty, k natáčení celých domén do směru vnějšího magnetického pole - dochází k pohybu doménových stěn. Při použití dost silného vnějšího pole tvoří materiál pouze jediná doména. Bez tohoto vnějšího pole však tento stav není stabilní, proto po ukončení působení vnějšího pole v materiálu opět vzniká doménová struktura.

U materiálů s jednou snadnou osou (nejčastější případ) magnetizace se vyskytují dva typy doménových stěn:

- *Blochovy doménové stěny* - rotace vektoru magnetizace nastává v rovině rovnoběžné s rovinou doménové stěny.
- *Neélové doménové stěny* - rotace vektoru magnetizace nastává v rovině kolmé na rovinu doménové stěny. Tyto stěny se vyskytují převážně u tenkých vrstev, kdy jsou energeticky výhodnější, než stěny Blochovy [12].



Obrázek 2.4: Schéma Blochovy a Néelovy stěny.

### 2.2.11 Feromagnetismus

Nyní jsme již snad dostatečně popsali látky *feromagnetické*. Od diamagnetických a paramagnetických se liší především velmi vysokými hodnotami relativní permeability a susceptibility. Dalším významným rozdílem je existence spontánního magnetického momentu, který je přímým důsledkem Hundova pravidla, a to konkrétně toho, že pokud není některá ze slupek zcela zaplněna, orientují se magnetické momenty ve stejném směru [10]. Další podmínky vzniku makroskopického spontánního momentu byly již popsány výše.

Za zmínku zde stojí, že se dlouhou dobu soudilo, že feromagnetické vlastnosti nebudou existovat u látek amorfních. Ukázalo se však, že tomu tak není. Vzorky použité v této práci vykazují feromagnetické vlastnosti, jejich struktura je však amorfní.

Konečně jsme tedy vysvětlili existenci přírodního magnetu, kterou jsme předpokládali na úplném začátku této práce.

Dále existují materiály *antiferomagnetické*, které mají spinové magnetické momenty zcela vykompenzovány. Dalšími materiály jsou materiály *ferimagnetické*, kdy je část magnetických momentů antiparalelní, ale velikost je menší, a výsledkem je tedy struktura podobná slabší feromagnetické. Obě tyto struktury zanikají překročením *Néelovy teploty* [12].

## 2.3 Magnetizační křivka

Tato křivka popisuje proces magnetizace, kdy vzorek umístíme do magnetického pole o proměnné intenzitě  $\vec{H}$  a měříme odezvu materiálu, tedy jeho celkový magnetický moment. V praxi tento moment často převádíme na objemovou magnetizaci  $\vec{M}$  (vztah 2.18), čemuž odpovídají tzv. *M-H křivky*. Další možností je převod magnetického momentu na magnetickou indukci  $\vec{B}$ , čemuž odpovídají tzv. *B-H křivky*.

Proces magnetizace u feromagnetických materiálů je usnadněn skutečností, že jednotlivé domény

už se nacházejí ve stavu nasycení, stačí tedy otáčet pouze celými doménami, nikoli každým magnetickým momentem zvlášť. K tomu stačí překonat energie doménových stěn, které jsou nižší, než energie potřebná k otočení každého elementárního magnetického momentu.

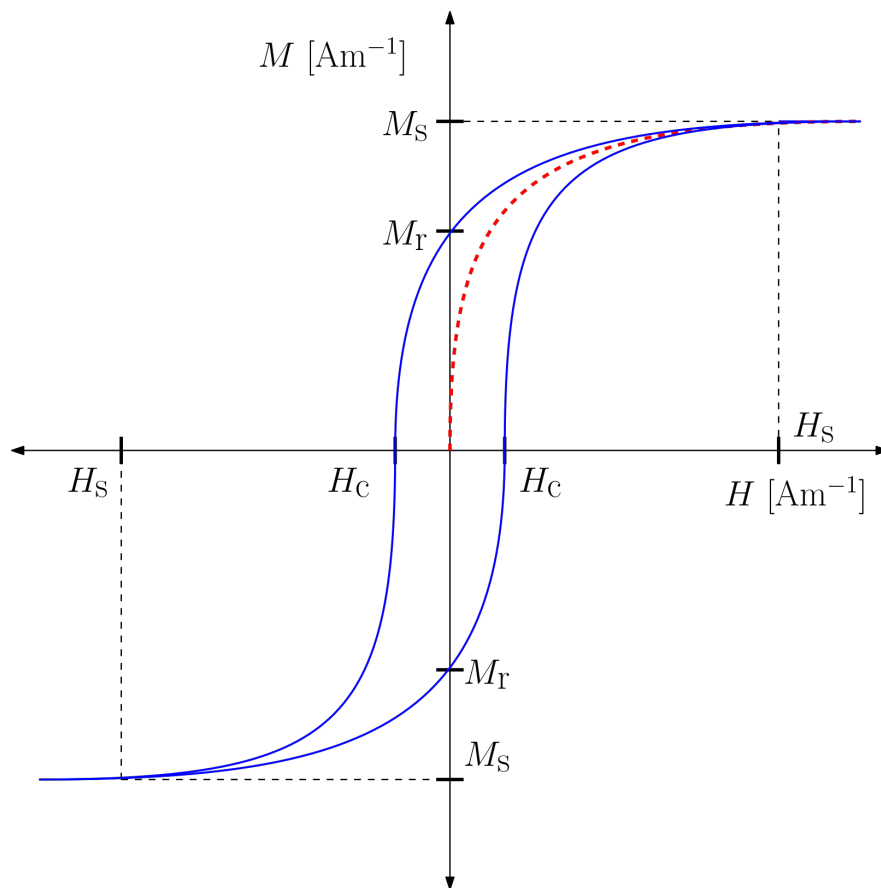
Tuto křivku nazýváme též *hysterézní křivkou*, což vyjadřuje nelineární závislost magnetizace  $\vec{M} = f(\vec{H})$  na vnějším poli  $\vec{H}$ . Při působení vnějším magnetickým pole dodáváme materiálu energii. Část se ukládá ve formě potenciální magnetické energie, část se však mění na energii tepelnou. Potenciální magnetická energie zůstává po provedení cyklu totožná. Část energie, která odpovídá ploše sevřené touto křivkou je však rozptýlena ve formě tepelné energie.

Proces magnetizace začíná při nulovém vnějším poli, které začneme zesilovat. Na to odmagnetovaný vzorek reaguje. Křivka magnetizace paramagnetických a diamagnetických materiálů je lineární, nás však zajímá magnetizace vzorku feromagnetického. Křivka velikosti magnetizace z nulového magnetického pole pomalu stoupá (růst domén ve směru pole), potom se vzestup zrychlí (otáčení celých domén do směru pole), a nakonec zase rychlost stoupání křivky poklesne, až se hodnota magnetizace ustálí - tuto hodnotu nazýváme *magnetizace v nasycení*  $M_S$ . V nasycení tvoří vzorek jediná doména. Vzniklou křivku nazýváme křivkou *prvotní magnetizace*. Pro náš případ je také velmi důležité, při jaké hodnotě pole došlo k nasycení materiálu. Tuto hodnotu nazýváme *pole v nasycení*  $H_S$ .

V případě, že se nacházíme v obtížné ose magnetizace, odpovídá  $H_S$  *anizotropnímu magnetickému poli*  $H_A$ , což odpovídá nejvyšší energii potřebné k vytvoření jednodoménového systému. Když vnější magnetické pole klesá, začne magnetizace také klesat (stav s jednou doménou je energeticky méně výhodný), ale nikoli po stejné křivce. Tato nová křivka bude pro nulové vnější magnetické pole nenulová - tuto hodnotu nazýváme *remanentní magnetizace*  $M_R$ . Při poklesu vnějšího pole do záporných hodnot křivka nakonec dosáhne nulové magnetizace, ale při nenulovém vnějším poli - toto pole nazýváme *koercitivní pole*  $H_C$ .

Při dostatečně silném záporném poli dochází opět k nasycení materiálu. Poté začneme pole opět zesilovat, a získáme další hodnoty remanentní magnetizace a koercitivního pole. Předmětem zájmu je zde však hlavně jejich velikost. [3] [6]

Typický průběh M-H křivky pro feromagnetickou látku je na obrázku 2.5. Význam veličin magnetizace v nasycení, remanentní magnetizace a koercitivní pole je více popsán v další kapitole.

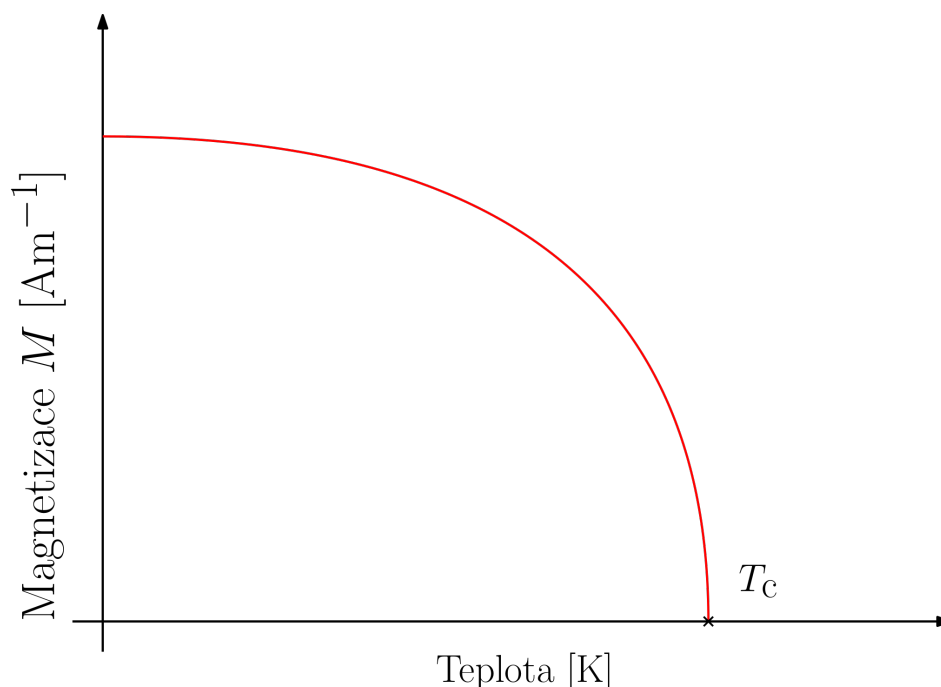


Obrázek 2.5: Typický průběh magnetizační křivky, červeně je vyznačena křivka prvotní magnetizace.

Za zmínku také stojí, že ve stabilním stavu (při nulovém vnějším poli) můžeme určit směrnici tečny (tedy derivaci) k dané křivce. Tato hodnota pro M-H křivku představuje magnetickou susceptibilitu  $\chi_m$  a pro B-H křivku představuje okamžitou permeabilitu  $\mu$ . Susceptibilita je obecně tenzorem, avšak v homogenním izotropní prostředí je veličinou skalární.

### 2.3.1 Curieova teplota

Jednou z charakteristik feromagnetických materiálů je, že tvoří *domény*. Ukázalo se, že s rostoucí teplotou se pravidelné uspořádání uvnitř domény porušuje, a po překročení charakteristické Curieovy teploty  $T_C$  zaniká doménová struktura, a tedy i feromagnetické vlastnosti materiálu. Magnetizace v nasycení klesá téměř k nule. Teplotní závislost magnetizace je naznačena na obrázku 2.6.



Obrázek 2.6: Schematická závislost magnetizace  $M$  na teplotě  $T$ , kdy nulová magnetizace odpovídá Curieově teplotě  $T_C$ . Teoretický popis této křivky lze nalézt v [12]

## 2.4 Rozdělení magnetických materiálů

Dělení materiálů, které zde uvažujeme, platí pro materiály feromagnetické a ferimagnetické. Dělíme je na základě charakteristik magnetizační křivky [8].

### 2.4.1 Magneticky měkké materiály

Budeme se zabývat tentokrát B-H křivkou, a to z prostého důvodu - plocha uzavřená touto křivkou odpovídá magnetické energii v objemu. Tato energie však představuje energii ztrátovou při procesu magnetizace, kdy tato část energie přechází na energii tepelnou. Materiály, které mají tuto energii nízkou, nazýváme materiály *magneticky měkkými*.

Požadavky na tyto materiály jsou tedy nízké hodnoty koercitivního pole  $H_c$  a nízké hodnoty pole v nasycení. Má-li materiál tyto vlastnosti, znamená to, že jeho doménové stěny se mohou snadno pohybovat, a energetické ztráty jsou minimální. Tohoto se využívá v aplikacích, kdy je zapotřebí měnit tok magnetického pole, tedy například v transformátorech.

Dalším parametrem zaručujícím dobré magneticky měkké vlastnosti jsou čistota materiálu, kdy jakékoli příměsi mají vliv na pohyb doménových stěn, a tedy na šířku magnetizační křivky. Další vlastností těchto materiálů je elektrický odpor (feromagnetika jsou vodivá). Jeho význam souvisí s elektrickou indukcí, kdy se v materiálu indukují tzv. *vířivé proudy*, které rozptylují tok elektromag-



netické energie (velmi zjednodušeně řečeno). Tyto energetické ztráty jsou úměrné velikosti těchto proudů, cílem je tedy co nejmenší proud, a tedy co největší elektrický odpor magnetika. V praxi, tedy například transformátorová jádra, se užívá rozdělení těchto jader na menší části a jejich oddělení dielektrickou vrstvou (keramika).

Jak bude později řečeno, námi studované pásky mají mnohé z těchto vlastností. Jsou homogenní a chemicky čisté (malé domény a málo nečistot, s kterými by mohly interagovat), což vede na velmi nízké hodnoty koercitivního pole.

## 2.4.2 Magneticky tvrdé materiály

Jsou do jisté míry přesným opakem materiálů magneticky měkkých. Jde o materiály velmi odolné vůči demagnetizaci - jejich křivka tedy musí být co nejširší, s vysokými hodnotami koercitivního pole a s co nejvyšší hodnotou remanentní magnetizace. Toto je mimo jiné způsobeno takovou strukturou, která neumožňuje snadný pohyb doménových stěn.

Těchto vlastností se využívá při výrobě permanentních magnetů, které mají široké spektrum využití.

## 2.5 Magnetostrikce

*Magnetostrikce* je jev, při kterém vlivem vnějšího magnetického pole dochází ke změně rozměru materiálu. Tato deformace je závislá na rozměru vzorku, tedy:

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l}, \quad (2.27)$$

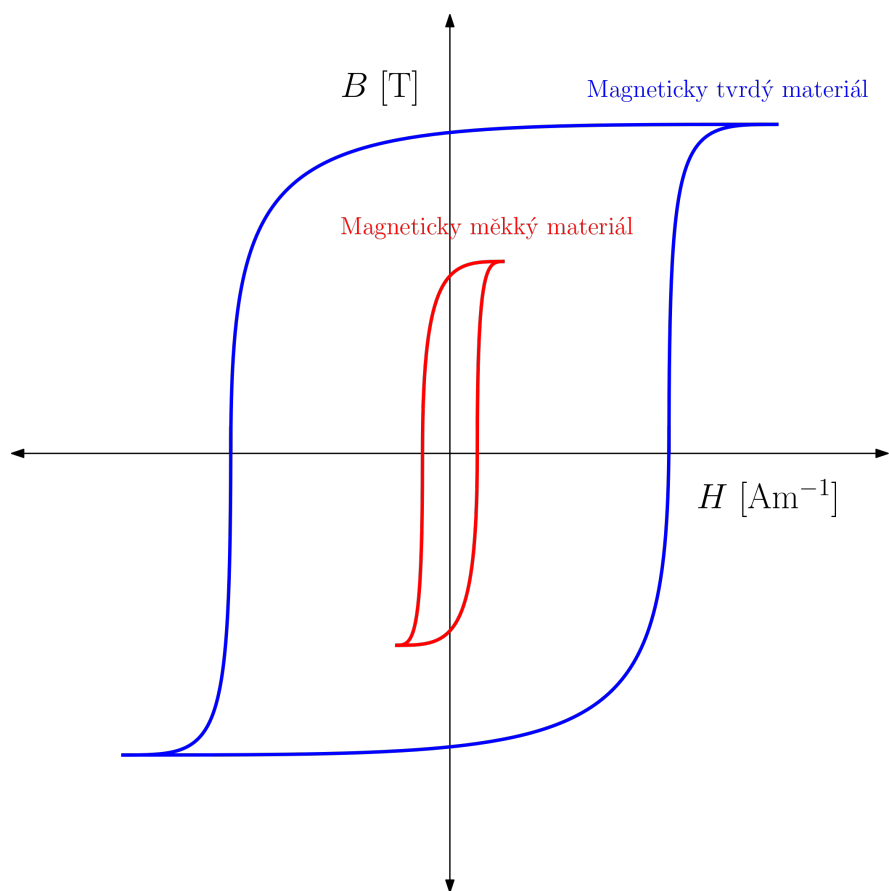
kde  $\lambda$  je koeficient magnetostrikce a  $l$  je délkový rozměr vzorku. V krystalickém vzorku je magnetostrikce závislá na směrech krystalové mřížky, a to vůči směru magnetizace.

Nicméně, i v polykrystalických nebo amorfních vzorcích se vyskytují dva typy magnetostrikce - *podélná*  $\lambda_l$  a *příčná*  $\lambda_t$ . Tyto se často vyskytují současně, a platí  $\lambda_t \cong -\lambda_l/2$ . Ještě častější je však případ *objemové magnetostrikce*, kdy platí  $\Delta V/V = \lambda_l + 2\lambda_t$  [13].

Inverzním jevem k magnetostrikci je *magnetoelastický jev*, kdy materiál reaguje na vzniklé napětí vytvořením magnetického pole.

### 2.5.1 Magnetokrystalická anizotropie

Tento jev je založen na interakci dvou známých magnetických momentů - spinovém a orbitálním. Tyto momenty na sebe působí (každý ve svém okolí vytváří magnetické pole), a této interakci přísluší jistá energie. Tato energie způsobuje *spin-orbitální párování*, kdy je spin elektronu spojen s orbitalem elektronu. Toto spojení způsobuje, že pokud se vnější magnetické pole pokouší pootočit spinem, zároveň se tak pokouší pootočit celým orbitalem, který je ale velmi silně vázán na krysta-



Obrázek 2.7: Porovnání schematické B-H křivky magneticky měkkého (červená) a tvrdého (modrá) materiálu.

lovou mřížku. Energie potřebná k překonání se nazývá energie krystalové anizotropie.

Tato energie zodpovídá za odlišné chování materiálu vystaveného vnějšímu magnetickému poli. Rozlišujeme *snadné a obtížné osy*, které snadno rozeznáme podle velikosti magnetického pole nutného k nasycení v daném směru.

V tenkých vrstvách se zpravidla vyskytuje jednoosá anizotropie, která se nejčastěji vyskytuje v rovině vzorku [14].

## 2.5.2 Původ magnetostrickce

Prvním příspěvkem k magnetostrickci je napětí v krystalové mřížce vyvolané spin-orbitální interakcí, jak bylo popsáno výše. Uvádíme zde mřížku, ale námi zkoumaný materiál je amorfni - jeho krystalická struktura má velmi krátký dosah, ale dosah spin-orbitální interakce je ještě menší - proto zdánlivý rozpor mezi amorfni vzorkem a „působením na krystalovou mřížku“ neexistuje. Dlouhou dobu se však soudilo, že magnetostrickce se u amorfni vzorků nevyskytuje.

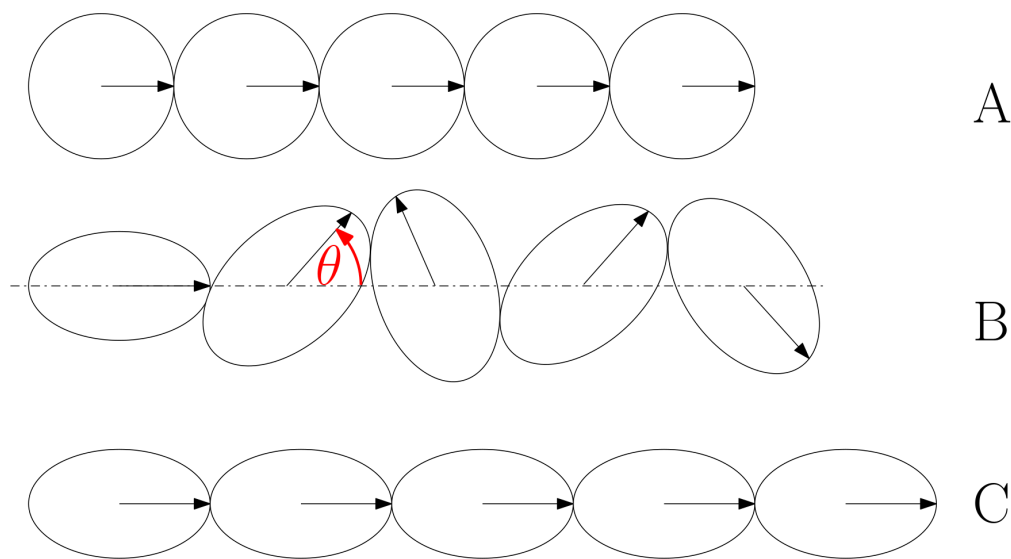
Druhým příspěvkem je *spontánní magnetostrickce*, která je důsledkem uspořádání magnetických mo-

mentů, kdy se uspořádávají elektrony do příslušných pozic, a dochází tak k natočení orbitalů. V případě nesférických orbitalů je tak výsledkem vzájemné přiblížení nebo oddálení jader atomů, a tedy i ke smrštění nebo roztažení krystalové mřížky [13].

Třetím příspěvkem je indukovaná magnetostrikce, která vzniká jako důsledek pohybu doménových stěn.

### 2.5.3 Spontánní magnetostrikce

Uvažujeme-li homogenní izotropní materiál, pak si jej v paramagnetickém stavu můžeme představit jako soustavu sférických domén. V paramagnetickém stavu jsou domény skutečně sférické. Ve stavu feromagnetickém je však energeticky výhodné vytvářet domény, které mají preferovaný směr magnetizace, a jejich tvar je podobný elipsoidu. Prodloužení budeme sledovat ve směru libovolně zvolené osy.



Obrázek 2.8: Diagram ilustrující vznik magnetostrikce [6]; A náhodně uspořádaný paramagnetický stav, B náhodně uspořádaný feromagnetický stav, C nasycený feromagnetický stav.

Při náhodném uspořádání dostaneme ve sledované ose rozdílnou délku, než ve stavu paramagnetickém. Toto přesně je zmíněná spontánní magnetostrikce. Promítneme-li nesférickou doménu do uvažované osy, získáme tak přibližně elipsu, kdy relativní prodloužení její hlavní poloosy nazveme *relativním prodloužením elipsy*  $E_0$ . Relativní prodloužení elipsy je konstantní hodnota, elipsa se však může libovolně otáčet, kdy její střed leží na ose. Uvažujeme-li množství takových elips, kdy žádný z úhlů natočení není preferovaný, tak pro relativní prodloužení v uvažované ose jedné této

elipsy platí:

$$E(\theta) = E_0 \cos^2 \theta, \quad (2.28)$$

a pro celkové prodloužení (libovolný počet elementárních částí) platí:

$$e(\theta) = e_0 \cos^2 \theta, \quad (2.29)$$

kde  $e_0$  je celkové relativní prodloužení všech uvažovaných elementárních částí a  $\cos^2 \theta$  udává úhlovou závislost.

Celkový rozdíl mezi stavem paramagnetickým a neuspořádaným feromagnetickým získáme výpočtem střední hodnoty natočení elementů. Použijeme integrální střední hodnotu s jednotkovou rozdělovací funkcí (úhel není závislý na energii). Platí tedy pro *spontánní magnetostrikci*  $\lambda_0$  podle [6]:

$$\lambda_0 = \frac{e_0 \int_0^{\pi/2} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi}{\int_0^{\pi/2} \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi} = \frac{\left[-e_0 \frac{\cos^3 \theta}{3}\right]_0^{\pi/2}}{[-\cos \theta]_0^{\pi/2}} = \frac{e_0}{3}, \quad (2.30)$$

kdy objemový element je  $dV = r^2 \sin \theta dr d\theta d\varphi$ , kde ale díky stejné velikosti všech příspěvků neuvažujeme závislost výsledné střední hodnoty na  $r^2$ . Integrační meze pro  $\theta$  určíme z obrázku 2.8.

#### 2.5.4 Magnetostrikce v nasycení

Stále uvažujeme předcházející ideální případ, s tím rozdílem, že nyní se všechna prodloužení orientují souhlasně. Tento případ odpovídá situaci, kdy je materiál nasycen. Velikost maximální magnetostrikce v nasycení určíme jako rozdíl maximální a spontánní hodnoty relativního prodloužení:

$$\lambda_s = e_0 - \lambda_0 = \frac{2}{3} e_0. \quad (2.31)$$

Nyní můžeme pomocí vztahů 2.29 a 2.31 určit úhlovou závislost relativního protažení, což je totéž, co úhlová závislost magnetostrikce:

$$\lambda(\theta) = e(\theta) = \frac{3}{2} \lambda_s \cos^2 \theta. \quad (2.32)$$

#### 2.5.5 Becker-Kerstenova metoda

Becker-Kerstenova metoda [2] slouží k určení magnetostrikce pomocí mechanického napětí. Je vhodná pro magnetické materiály ve formě pásku se zápornými hodnotami koeficientu magnetostrikce, méně pro materiály s kladným koeficientem magnetostrikce. V případě materiálu s kladným koeficientem magnetostrikce dochází při měření ve snadné ose s rostoucím tahovým napětím ke snižování hodnoty magnetického pole v nasycení. Při určitém tahovém napětí hodnoty magnetického pole v nasycení zůstávají stejné. Z tohoto důvodu je výhodnější u materiálu s kladným koeficientem magnetostrikce určovat koeficienty magnetostrikce na základě měření změn povrchových hysterez-

ních smyček v obtížné ose pásku, kdy vlivem zvyšujícího se napětí v této ose dochází k růstu hodnot magnetizace v nasycení. Tato metoda je vhodná pro měření malých hodnot magnetostrickce.

Feromagnetické materiály používané v magnetostrickních senzorech polohy jsou přechodné kovy, jako je železo, nikl a kobalt. Pokud má materiál kladný koeficient magnetostrickce, tak po umístění do magnetického pole zvětší své rozměry ve směru pole. Pokud má záporný koeficient magnetostrickce, tak po umístění do magnetického pole materiál své rozměry zmenšuje.

Nyní hledáme vyjádření pro energii námi uvažovaného materiálu. Hustotu magnetické energie ve vzorku namáhaném mechanickým napětím  $\sigma$  a vystaveném magnetickému poli  $H$  lze vyjádřit ve tvaru:

$$E(\theta) = \frac{3}{2} \lambda_S \sigma \sin^2 \theta - J_S H \sin \theta, \quad (2.33)$$

kde  $\theta$  je úhel mezi magnetizací vzorku a aplikovaným napětím,  $J_S$  je magnetická polarizace materiálu v nasycení (podle vztahu 2.19) a  $\lambda_S$  je koeficient magnetostrickce v nasycení. Pro materiály s  $\lambda_S > 0$  se nachází snadná osa magnetizace ve směru působícího mechanického napětí. Rovnovážný stav nevykazuje změny hustoty energie vůči úhlu  $\theta$ , budeme tedy hledat extrém vztahu 2.33:

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0 = 3\lambda_S \sigma \sin \theta \cos \theta + J_S H \sin \theta, \quad (2.34)$$

$$H = \frac{3\lambda_S \sigma \sin \theta}{J_S}. \quad (2.35)$$

V případě, že je směr magnetizace kolmý na mechanické napětí, potom získáme anizotropní magnetické pole  $H_a$  vzniklé magnetoelastickou anizotropií jako:

$$H_a = \frac{3\lambda_S \sigma}{J_S}. \quad (2.36)$$

V Becker-Kerstenově metodě je pořízeno množství magnetizačních křivek, kdy jsou sledovány změny anizotropního pole pro různá namáhání vzorku. Pro dvě měřené hodnoty lze toto vyjádřit jako:

$$H_{a\sigma_1} = \frac{3\lambda_S \sigma_1 \sin \theta_1}{J_S}; H_{a\sigma_2} = \frac{3\lambda_S \sigma_2 \sin \theta_2}{J_S}. \quad (2.37)$$

odkud můžeme rozdílem vyjádřit koeficient magnetostrickce v nasycení jako:

$$\lambda_S = \frac{J_S (H_{a\sigma_1} - H_{a\sigma_2})}{3(\sigma_1 \sin \theta_1 - \sin \theta_2)}, \quad (2.38)$$

kdy při citlivosti mikroskopu na složku magnetizace  $M_x$  (snadná osa) lze úhly mezi aplikovaným napětím  $\sigma$  a  $M_x$  vyjádřit jako  $\sigma_1 \sin \theta_1 = \sigma_{y1}$  a  $\sigma_2 \sin \theta_2 = \sigma_{y2}$ . Při měření ve snadné ose tedy platí vztah[1]:

$$\lambda_S = -\frac{J_S \Delta H_a}{3 \Delta \sigma_y} = -k \frac{J_S}{3}, \quad (2.39)$$

kde  $k$  je směrnice přímky lineární regrese závislosti  $H_a$  na  $\sigma_y$ .

Při citlivosti na složku magnetizace  $M_y$  (obtížná osa) lze úhly mezi aplikovaným napětím  $\sigma$  a  $M_y$  vyjádřit jako  $\sigma_1 \sin \theta_1 = \sigma_{x1}$  a  $\sigma_2 \sin \theta_2 = \sigma_{x2}$ . Při měření v obtížné ose tedy platí vztah [1]:

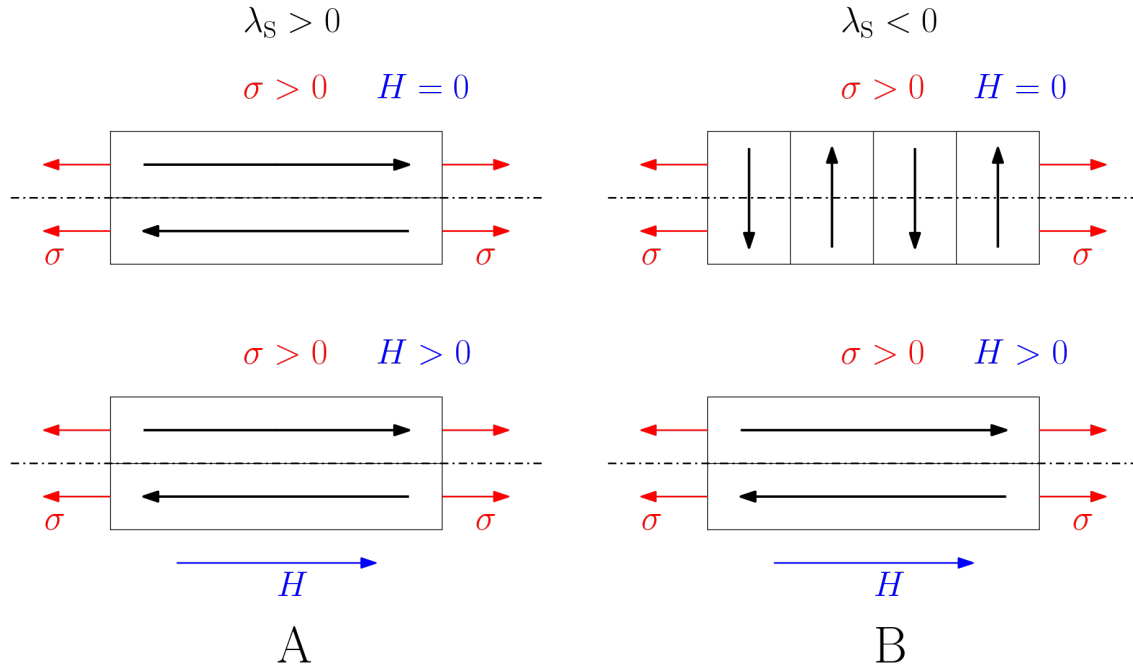
$$\lambda_s = \frac{J_s \Delta H_a}{3 \Delta \sigma_x} = k \frac{J_s}{3}, \quad (2.40)$$

kde  $k$  je směrnice přímky lineární regrese závislosti  $H_a$  na  $\sigma_x$ .

## 2.5.6 Doménová struktura v materiálu s kladným a záporným koeficientem magnetostrikce v nasycení při namáhání mechanickým napětím

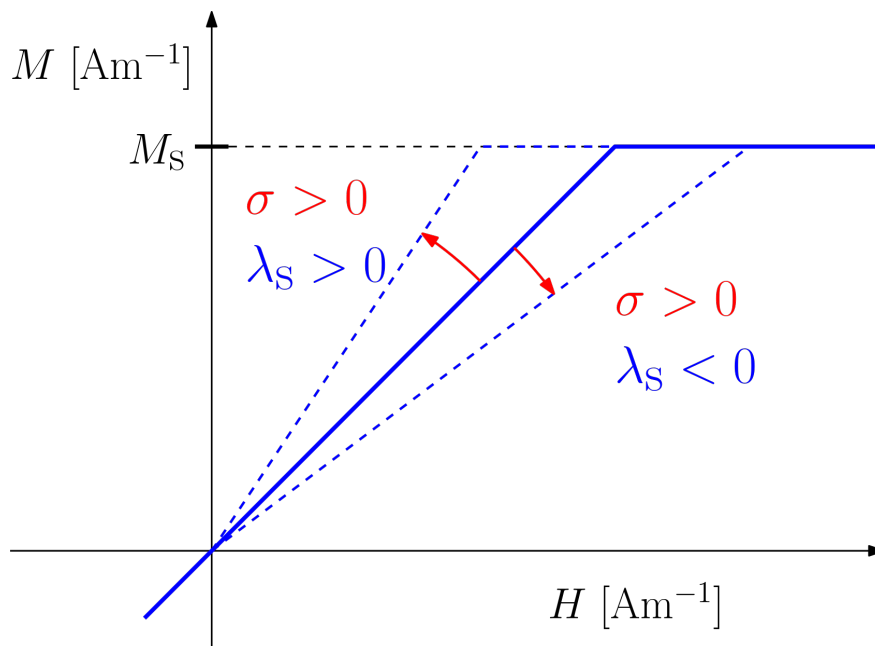
Má-li materiál kladný koeficient magnetostrikce, dojde v důsledku aplikovaného vnějšího mechanického napětí  $\sigma$  k uspořádání pásových domén do směru namáhání. Působí-li vnější magnetické pole  $H$  ve stejném směru jako mechanické napětí, směřuje domény do stejné osy.

Má-li materiál záporný koeficient magnetostrikce, dojde v důsledku aplikovaného vnějšího mechanického napětí  $\sigma$  k uspořádání pásových domén kolmo na směr namáhání. Působí-li vnější magnetické pole  $H$  ve stejném směru jako mechanické napětí, směřuje domény do tohoto směru. Dostatečně silné vnější magnetické pole překoná uspořádání domén v důsledku mechanického napětí a otočí magnetické domény do svého směru. Oba tyto případy jsou ilustrovány na obrázku 2.9.



Obrázek 2.9: Uspořádání magnetických domén v materiálu namáhaném mechanickým napětím  $\sigma$ , A pro  $\lambda_s > 0$ , B pro  $\lambda_s < 0$ .

Důsledkem je odlišná změna sklonu magnetizační křivky. Zatímco při  $\lambda_S > 0$  působí mechanické napětí a magnetické pole stejným směrem a usnadní magnetizaci materiálu a magnetizační křivka se stane strmější, při  $\lambda_S < 0$  působí mechanické napětí a magnetické pole proti sobě, což magnetizaci materiálu znesnadní a magnetizační křivka stoupá pomaleji, jak ukazuje obrázek 2.10 [15].



Obrázek 2.10: Změna sklonu magnetizační křivky při namáhání mechanickým napětím  $\sigma$ .

## 2.6 Kovová skla

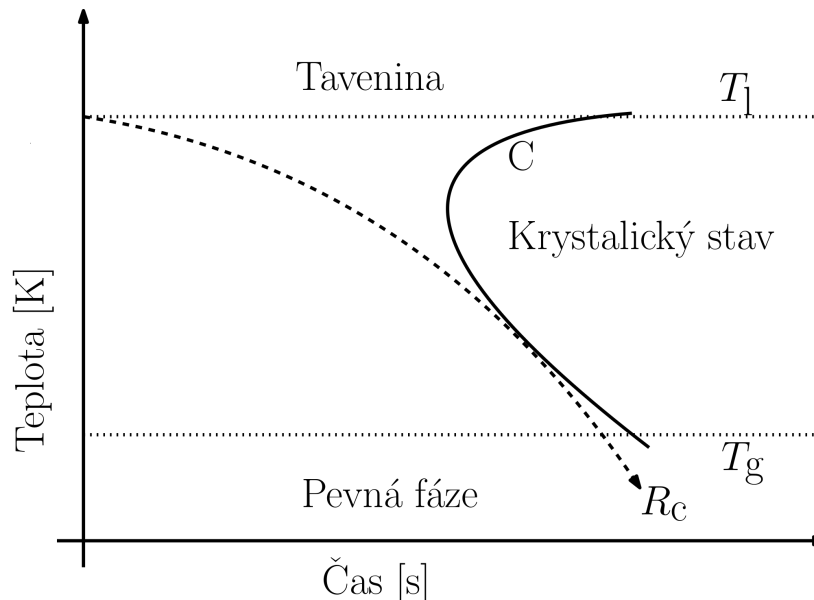
Objev kovových skel nastal v šedesátých letech minulého století, jejich výroba je oproti standardním kovům technologicky náročná, a tudíž byla kovová skla dlouho dobu jen okrajovou záležitostí s minimálním praktickým využitím. Podstatou kovového skla je amorfní struktura, tedy zcela nahodilé uspořádání jednotlivých atomů, přesněji vznik krystalů pouze velmi malých rozměrů, kdy na větší vzdálenosti veškerá pravidelnost uspořádání zaniká. Vzhledem k této struktuře jsou kovová skla látky izotropní.

Nejdůležitějším faktorem pro vznik kovového skla je rychlost ochlazování. Obecně platí, že čím pomaleji se materiál ochlazuje, tím větší krystaly vznikají. Při vyšších rychlostech ( $10^3 - 10^4 \text{ Ks}^{-1}$ ) dochází ke vzniku mikrokrytalické struktury, s rozměry zrn do jednoho mikrometru. Při rychlostech  $10^4 - 10^6 \text{ Ks}^{-1}$  dochází ke vzniku amorfní struktury. Toto však platí pouze pro jisté vhodné kombinace kovů, kdy pro vznik čistých amorfních kovů jsou zapotřebí rychlosti ochlazování  $10^{10} - 10^{12} \text{ Ks}^{-1}$ . Výsledný materiál má zpravidla velmi nízkou tepelnou odolnost, a snadno ztrácí amorfní strukturu [16].

### 2.6.1 Podmínky vzniku kovových skel

Hlavní podmínkou vzniku amorfni struktury je vysoká rychlost ochlazování. Zatímco u krystalické látky je přechod mezi taveninou (kapalná fáze) a pevnou fází charakterizován teplotou tavení, která je dána rovnováhou mezi fázemi a je poměrně ostře vymezena, u látek amorfních je však definována teplota taveniny  $T_l$  a teplota skelného přechodu  $T_g$ . Při této teplotě je tepelný pohyb atomů omezen na vzdálenosti menší, než jsou jejich rozměry. V důsledku tohoto se při teplotě nižší než je  $T_g$  atomy již nemohou volně uspořádat (do krystalů) a dochází k zachování náhodné struktury taveniny. Místo kovové vazby se zde uplatňuje pevnější vazba kovalentní. Absence hran a zrn má za následek vysokou odolnost těchto materiálů.

Při přechodu od  $T_l$  k  $T_g$  musí být pokles teploty dostatečně rychlý, aby nedošlo ke krystalizaci. Toto je zachyceno na diagramu, kdy křivka C (ve tvaru písmene C) reprezentuje čas nutný do počátku krystalizace - po protnutí této křivky dochází ke krystalizaci (místy pouze částečně). Je tedy jasné, že rychlost ochlazování  $R_c$  musí být taková, aby se křivka přechodu mezi  $T_l$  a  $T_g$  s křivkou C neprotály. Je-li rychlost ochlazování větší než  $R_c$ , dochází k vzniku amorfni struktury. U běžných skel je křivka C protažena k delšímu času, takže rychlost  $R_c$  nemusí být vysoká - souvisí to s „volností“ částic tvořících hmotu, u klasických skel se setkáváme s většími částicemi, které se obtížně přemísťují a proto je vznik krystalů nepravděpodobný, a struktura zůstává stejná, jako je struktura taveniny. U kovových tavenin jsou částice (zde jednotlivé atomy) menší a pohyblivější, vznik krystalů je tedy pravděpodobný, proto musí být  $R_c$  vyšší. V praxi se pro popis tohoto děje definují další veličiny, které však pro tuto práci nemají velký význam [16].



Obrázek 2.11: Diagram závislosti fáze na teplotě a čase pro ochlazování taveniny za vzniku kovového skla,  $R_c$  - rychlost ochlazování,  $T_l$  - teplota taveniny,  $T_g$  - teplota přechodu do skelného stavu.



### 2.6.2 Výrobní materiály kovových skel

Základními prvky jsou zde přechodové kovy, tedy 3. až 12. skupina periodické tabulky prvků, kdy nejčastěji se užívají prvky: železo, kobalt, nikl měď, palladium. Jako aditiva se užívají prvky polokovové a nekovové, které znesnadňují krystalizaci a mají další specifické účinky, nejčastěji se užívají prvky: bor, křemík (zvyšují stabilitu skel), chrom, fosfor. Kovová skla se tak dělí na dvě základní skupiny, slitiny kov-kov a slitiny kov-metaloid. Slitiny kov-metaloid mají obvykle poměr 80% kovu a 20% metaloidu (prvek vlastnostmi blízký kovu)[16].

### 2.6.3 Vlastnosti kovových skel

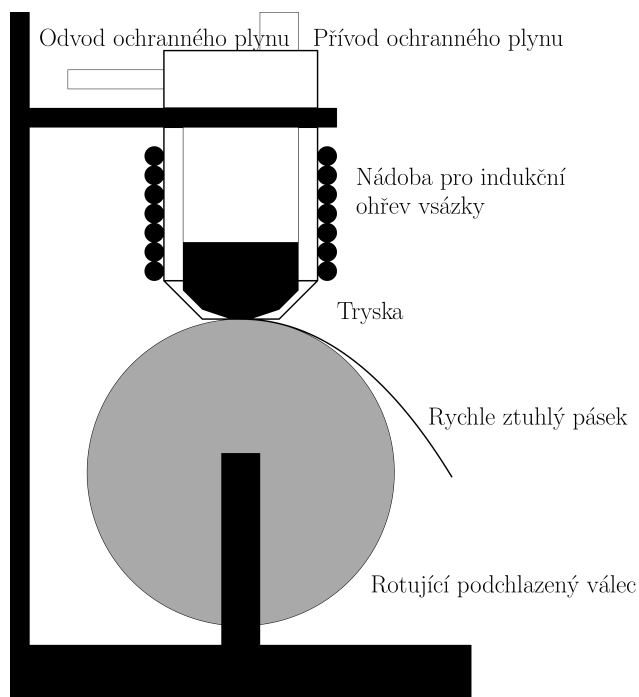
Kovová skla, jak již bylo zmíněno výše, jsou vázána silnější kovalentní vazbou, než běžné kovy, a postrádají zrna a hrany krystalů, což vede k neobyčejným mechanickým vlastnostem. Vzhledem ke složení z podobných atomů jsou strukturně velmi jednoduchá.

Kovová skla dosahují velmi vysoké pevnosti a vysokých hodnot meze kluzu, a jejich poměr se ze všech známých materiálů nejvíc blíží teoretickému maximu. Další výhodou amorfních kovů je tvárnost, kdy i poměrně velké změny tvaru nevedou k destruktivním účinkům. Absence nepravidelností také způsobuje vysokou odolnost vůči korozi.

Velký technický význam mají magneticky měkká a tvrdá kovová skla. Tvrdá jsou vhodná k výrobě permanentních magnetů, pro tuto práci mají ale význam magneticky měkké kovové pásy. Jednou z nejdůležitějších vlastností je zde snadná magnetizace. Příčinou je izotropní charakter amorfního kovu, kdy absence domén usnadňuje natáčení částic. Změna magnetizace vyžaduje pouze malé množství energie, což z těchto pásků spolu s vysokým elektrickým odporem, vytváří ideální materiál na transformátorová jádra [17]. Dalšími praktickými aplikacemi jsou materiály na různé kryty (s magnetickým stíněním), sportovní potřeby, kovové pěny, střely s vysokou průrazností a senzorová technika [16].

### 2.6.4 Výroba kovových skel

Hlavní podmínkou výroby je dostatečná rychlost ochlazení taveniny.



Obrázek 2.12: Schéma metody rovinného lití PFC.

Základní metody jsou:

1. *Atomizace tavenin tlakovým médiem* spočívá v unášení taveniny proudem inertního plynu, za vzniku drobných kapiček, které jsou následně umístěny do forem, kde jsou lisovány (slinovány). výhodou této metody je možnost vyrobit jakékoli složení, stejně jako poměrně komplexní tvary.
2. *Nástřik roztaveného kovu na substrát*
3. *Metoda rovinného lití* je nejjednodušší a tedy i nejčastější metoda používaná při přípravě kovových skel. Tavenina se vytváří pomocí indukčního ohřevu. Následně je tlačena inertním plynem skrze trysku na podchlazené rotující kolo, kde velmi rychle chladne. Nejčastější je metoda rovinného lití (planar flow casting) - PFC, kdy je vzdálenost trysky obdélníkového tvaru od rotujícího kotouče do jednoho milimetru. Tloušťka výsledného pásku je okolo 30  $\mu\text{m}$ , a šířka je dána šířkou kotouče. Na kotouč jsou kladeny poměrně velké nároky z hlediska bezpečnosti a tepelné vodivosti. Vhodnou tepelnou vodivost má například měď, její pevnost však není dostatečná, stejně tak jako její otěruvzdornost. Kotouče se v praxi vyrábějí často ze slitin mědi s tvrdými kovy (chrom) [18].

## 2.7 Magnetooptická Kerrova mikroskopie

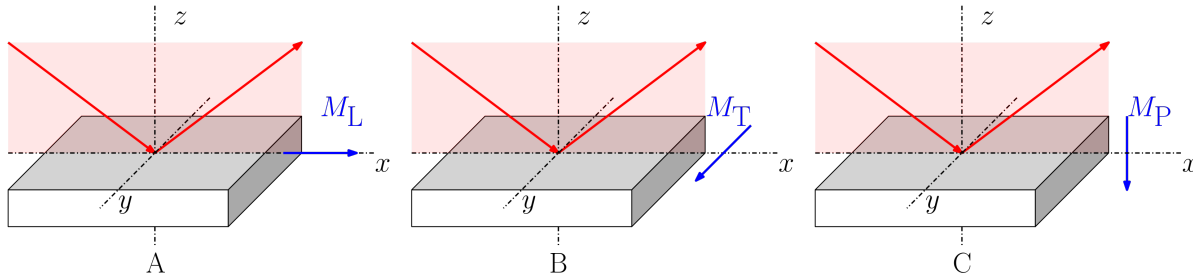
Magnetooptická Kerrova mikroskopie je nedestruktivní metoda, která slouží k zobrazení magnetických domén a povrchových magnetizačních křivek na površích feromagnetických materiálů, jako

jsou například magnetické vrstvy, amorfni a krystalické pásy a objemové materiály.

Výhodou této metody je citlivost k tenkým vrstvám (tuto výhodu sdílí s magnetooptickou elipso-metrií) a snadné měření všech tří složek magnetizace. Výhodou a zároveň nevýhodou této metody je lokální citlivost, kdy magnetické vlastnosti materiálu určujeme pouze na malé oblasti vzorku. Lokální charakter materiálu se může oproti objemovému, určenému například metodou vibrační magnetometrie (vibrating sample magnetometer) - VSM, poměrně zásadně lišit. V porovnání s ob-jemovým měřením je Kerrova mikroskopie časově málo náročná.

Měřicí sestava se skládá z mikroskopu firmy Zeiss, který je doplněn optickými polarizačními kom-ponenty a dvojicí otočných elektromagnetů, které jsou chlazené vodou. Mikroskop využívá Köhlerův osvětlovací systém, čímž je získáno rovnoměrné osvětlení zorného pole. Jako zdroj světla mikroskopu je použita xenonová lampa XBO 75 W, kdy vlnová délka použitého světla je 500 nm. Bílé světlo vychází z lampy, následně je pomocí kolektorové čočky zaostřeno do roviny aperturní clony, a poté je lineárně polarizováno. Po odrazu od polopropustného zrcadla je zaostřeno objektivem na povrch vzorku. Použitý polarizační objektiv se zvětšením 20 a numerickou aperturou 0,5 umožnil zobrazit oblast na povrchu vzorku o rozměrech 450x340  $\mu\text{m}$ . Světlo po odrazu od vzorku prochází objekti-vem, odkud pokračuje v paralelních svazcích do nekonečna, kde je umístěn analyzátor. Vhodným natočením polarizátoru a analyzátoru (metoda *téměř zkřížených polarizátorů*) propustíme jen část intenzity světla od vzorku. Výsledný obraz je snímán kamerou ORCA CMOS firmy Hamamatsu s rozlišením 1920x1200 pixelů, s expozičním časem 0,06 sekund.

Vzorek je magnetován pomocí dvojice elektromagnetů, které mohou být doplněny pólovými nád-stavci. Proces magnetizace je řízen bipolárním napájecím zdrojem firmy Kepco a ovládán softwarem KerrLab na bázi Labview. Lineární polarizace vstupního svazku se mění po odrazu od vzorku, a to odlišně podle magnetické polarizace domén, na které svazek dopadl [6]. Tento jev se nazývá *mag-netooptický Kerrův jev*. Při *longitudinálním* Kerrově jevu interaguje polarizace dopadajícího světla se složkou magnetizace  $M_L$ , která leží v rovině povrchu vzorku a zároveň v rovině dopadu paprsku. Při *transverzálním* Kerrově jevu interaguje polarizace dopadajícího světla se složkou magnetizace  $M_T$ , která leží v rovině povrchu vzorku a zároveň kolmo na rovinu dopadu paprsku. Při *polárním* Kerrově jevu interaguje polarizace dopadajícího světla se složkou magnetizace  $M_P$ , která leží kolmo na rovinu povrchu vzorku a zároveň v rovině dopadu paprsku. Tyto případy jsou zakresleny na obrázku 2.13.



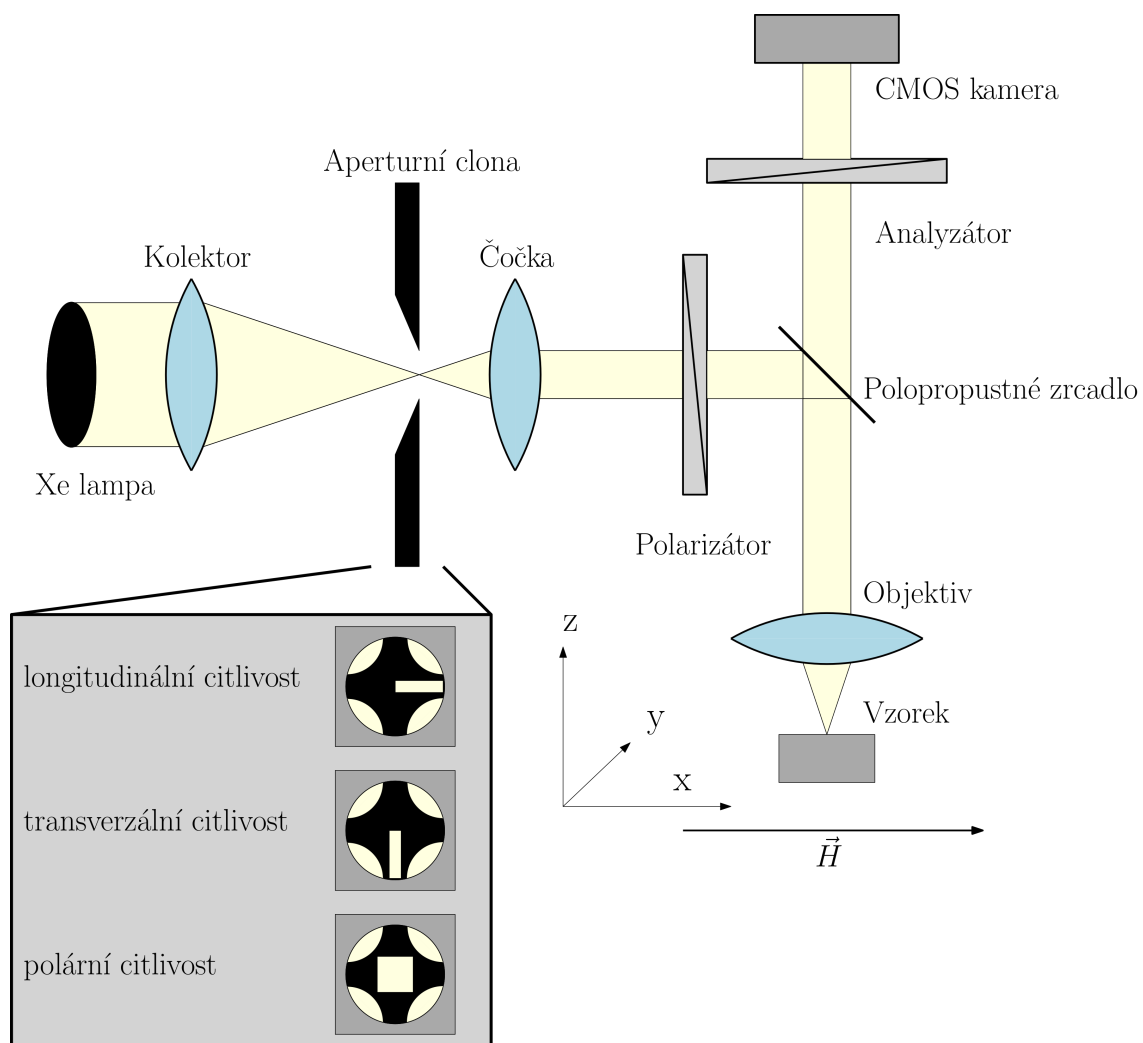
Obrázek 2.13: A longitudinální Kerrův jev; B transverzální Kerrův jev; C polární Kerrův jev.

Velmi důležitým prvkem měřicí soustavy je aperturní clona, jejímž otevíráním a zavíráním lze nastavit intenzitu dopadajícího světla a jeho úhel dopadu. Rovina aperturní clony je spojena se zpětnou ohniskovou rovinou objektivu, která je pak zobrazována pomocí konoskopického obrazu. Tento obraz ukazuje tmavou oblast extinkčního kříže, ve kterém jsou polarizátor a analyzátor optimálně zkrříženy. Nastavením světla do okrajových částí kříže, což určuje šikmý dopad světla, jsou detekovány komponenty magnetizace v rovině vzorku. U těchto komponent se projevuje také polární složka magnetizace, kterou lze vzhledem k charakteru vzorků zanedbat. Citlivosti na polární komponentu magnetizace odpovídá výběr středu kříže. V této práci byla použita pouze citlivost pro longitudinální komponentu magnetizace.

Pro zobrazování magnetických domén využívá mikroskop metodu rozdílu intenzit, kdy je nejprve pořízen snímek povrchu vzorku v okamžiku, kdy je vzorek magnetickým polem zcela nasycen. Tento snímek je uložen do paměti počítače. Následně je velikost magnetického pole snižována, přičemž snímek povrchu při aktuálním poli je odečítán od snímku získaného v nasycení. V reálném čase tak pozorujeme oblasti vzorku s odlišnou magnetizací, tedy magnetické domény [19].

Obraz povrchu vzorku získaný mikroskopem zobrazuje rozložení magnetizace bez vlivu topografie povrchu. Magnetooptická hysterezní křivka je získána vynesáním rozdílové intenzity světla jako funkce aplikovaného magnetického pole. Protože rozdíly intenzit neumožňují určit velikost magnetizace, bývají tyto hodnoty normovány na rozsah od -1 do 1. Příjem a zpracování získaných obrazů je prováděn softwarem KerrLab. Rozlišení jednotlivých kroků magnetického pole při měření hysterezní křivky bylo nastaveno podle potřeb jednotlivých měření. Jednotlivé snímky byly pořízeny s průměrováním 16, což snížilo šum.

Měření magnetizační povrchových křivek pomocí magneto-optického Kerrova mikroskopu je citlivé na magnetizaci do hloubky vzorku okolo 20 nm. Povrchové hysterezní smyčky reagují na lokální pohyby doménových stěn, a proto se mohou od objemových hysterezních smyček velmi lišit, například existencí vícečetných skoků. Použitelnost tohoto mikroskopu je omezena požadavkem na hladký povrch vzorku, kdy lze pozorovat magnetické domény. Schéma mikroskopu je na obrázku 2.14.



Obrázek 2.14: Schéma Kerrova mikroskopu.

## Kapitola 3

# Metodika experimentální práce

Vzorky zkoumané v této práci jsou kovové pásy připravené metodou rovinného lití (PFC). K dispozici byly dlouhé pásy o šířce 10 mm a tloušťce přibližně 30  $\mu\text{m}$ . Vzorky byly připraveny na Fyzikálním ústavu Slovenské akademie věd v Bratislavě. Experimentální vzorky nebyly po výrobě tepelně zpracovány žíháním. Přehled všech experimentálních vzorků je uveden v tabulce 3.1.

Tabulka 3.1: Přehled experimentálních vzorků

Vzorky na bázi FeSiB	Vzorky na bázi FeCoB
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ - amorfni struktura	$\text{Fe}_{56}\text{Co}_{29}\text{B}_{15}$ - amorfni struktura
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$ - amorfni struktura	$\text{Fe}_{62}\text{Co}_{23}\text{B}_{15}$ - amorfni struktura
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_8\text{B}_{12}$ - amorfni struktura	$\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$ - amorfni struktura
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$ - krystalicka struktura	$\text{Fe}_{73}\text{Co}_{12}\text{B}_{15}$ - amorfni struktura

Vzorky byly pro jednotlivé zkoušky upraveny následujícími způsoby:

- ponechány ve formě dlouhých pásků bez úprav, šířka 10 mm, délka 100 mm
- soustruženy do tvaru disků o průměru 8 mm
- upraveny do podoby pásků o šířce 5 mm a délce 12 mm

### 3.1 Experimentální zkoušky prováděné na páscích bez úprav

1. měření Youngova modulu pružnosti pomocí tahové zkoušky trhacím strojem (ZWICK/ROELL Z150)
2. povrchová analýza skenovací elektronovou mikroskopií (Scanning Electron Microscopy) - SEM a chemická analýza energiově-disperzní rentgenovou spektroskopií (Energy-Dispersive X-ray)

spectroscopy) - EDX (Skenovací elektronový mikroskop FEI Quanta 650 FEG vybavený analyzátozem EDX)

3. RTG difrakce za účelem potvrzení struktury vzorků (Bruker Avance D8)

### **3.2 Experimentální zkoušky prováděné vzorcích ve tvaru disku**

1. měření tloušťky a průměru vzorků digitálním mikrometrem (Insize 3108-25A)
2. měření objemové magnetizační křivky vibračním magnetometrem (MicroSense EZ9 Vibrating Sample Magnetometer)

### **3.3 Experimentální zkoušky prováděné na krátkých páscích**

1. pozorování magnetický domén a stanovení pole v nasycení pomocí Kerrova mikroskopu (Zeiss Axio Imager D1m)

## Kapitola 4

# Experimentální práce

Tato část práce se věnuje výsledkům měření a diskuzi dílčích závěrů.

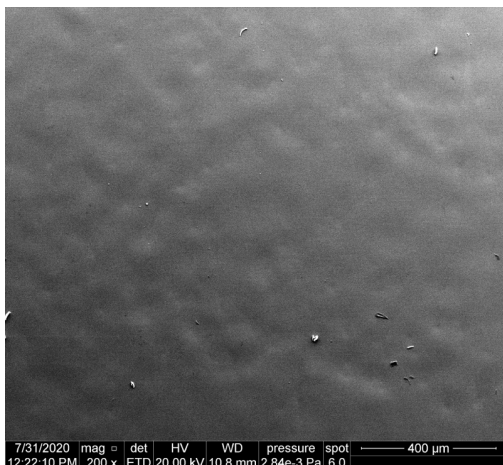
V Becker-Kerstenově metodě je vzorek namáhán tahovým napětím  $\sigma$  a zároveň je vystaven magnetickému poli. Při změnách tahového napětí pozorujeme změny v magnetickém chování látky - tedy změny anizotropního magnetického pole  $H_a$ . Vzhledem k omezenému prostoru uvnitř Kerrova mikroskopu nebylo možno realizovat klasické tahové namáhání. Proto byl navržen speciální držák a v něm realizován ohyb vzorku, který v pozorované části povrchu vzorku vytváří tahové napětí [1]. Pro stanovení velikosti anizotropního magnetického pole byla využita magnetooptická Kerrova mikroskopie. Tato metoda je bezkontaktní, umožňuje přímou vizualizaci osvětlené oblasti o rozměrech  $450 \times 340 \mu\text{m}$ , pozorování magnetických domén a zobrazení smyčky povrchové hystereze pod aplikovaným napětím v penetrační hloubce vzorku okolo 20 nm.

### 4.1 SEM a EDX analýza, RTG difrakce

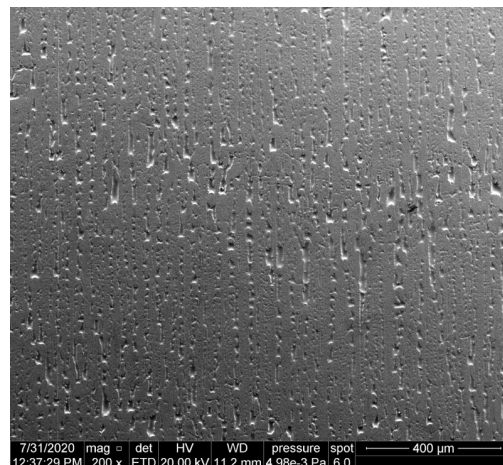
#### 4.1.1 SEM a EDX analýza

Snímky ze skenovacího elektronového mikroskopu (SEM) byly pořízeny na všech vzorcích, a to z obou stran pásku. Snímky povrchu vzorků  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$  a  $\text{Fe}_{73}\text{Co}_{12}\text{B}_{15}$  jsou uvedeny na obrázcích 4.1 a 4.2. SEM analýza prokázala, že část pásku, která byla v kontaktu s válcem během výroby (matná strana vzorku), je skutečně drsnější, než strana v kontaktu se vzduchem (lesklá strana vzorku). Pro lesklou stranu byla střední aritmetická odchylka profilu povrchu přibližně  $0,15 \mu\text{m}$ , pro matnou stranu přibližně  $0,4 \mu\text{m}$ . Matná strana je proto nevhodná pro analýzu magnetooptickou metodou. Ze SEM analýzy povrchu všech vzorků je patrné, že povrch všech vzorků obsahuje nerovnosti. Tyto povrchové vady vznikly během přípravy vzorků.



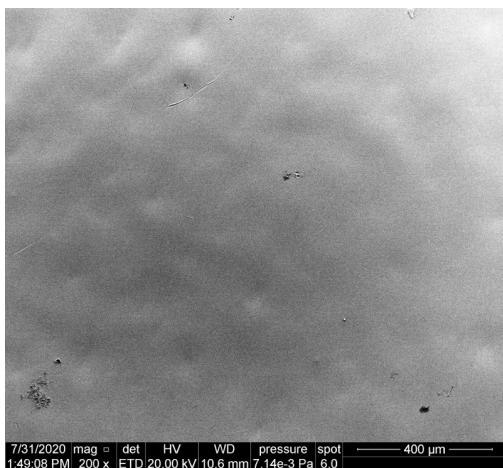


(a) lesklá strana

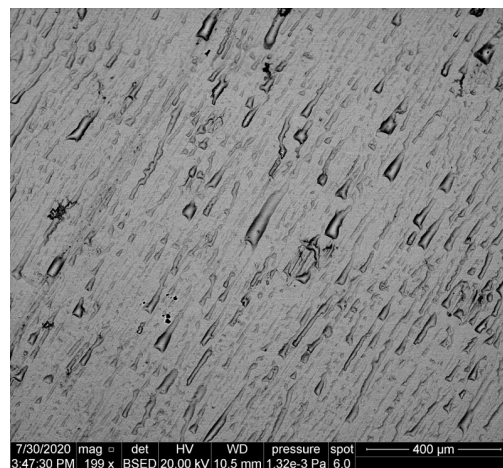


(b) matná strana

Obrázek 4.1: SEM analýza povrchu vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ .



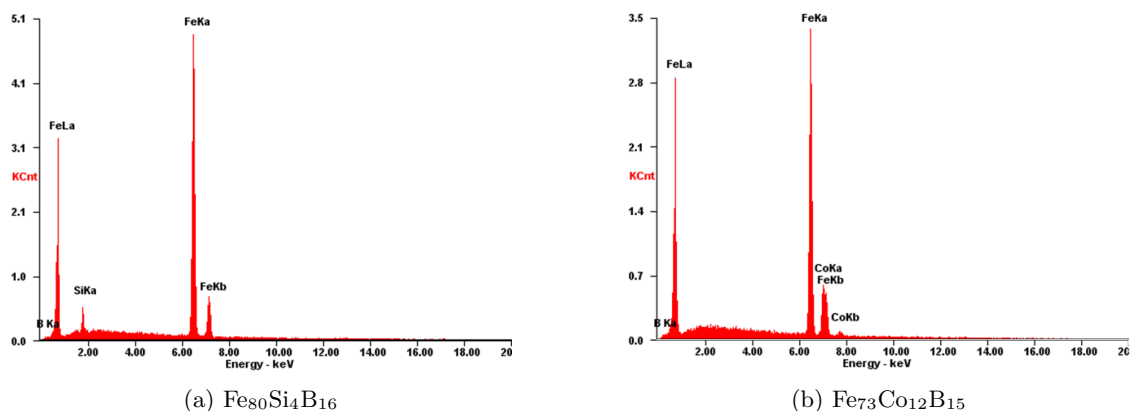
(a) lesklá strana



(b) matná strana

Obrázek 4.2: SEM analýza povrchu vzorku  $\text{Fe}_{73}\text{Co}_{12}\text{B}_{15}$ .

EDX bodová analýza povrchu vzorků, detekující chemické prvky s největším zastoupením v povrchu do hloubky přibližně  $1\text{ }\mu\text{m}$ , ukázala, že chemické složení odpovídá složení, které uvedl výrobce. Rozdíly v chemickém složení jsou způsobeny špatnou detekční schopností pro lehké prvky. Příklad bodové analýzy chemického složení vzorků je na obrázku 4.3.



Obrázek 4.3: Bodová analýza chemického složení vzorků (EDX).

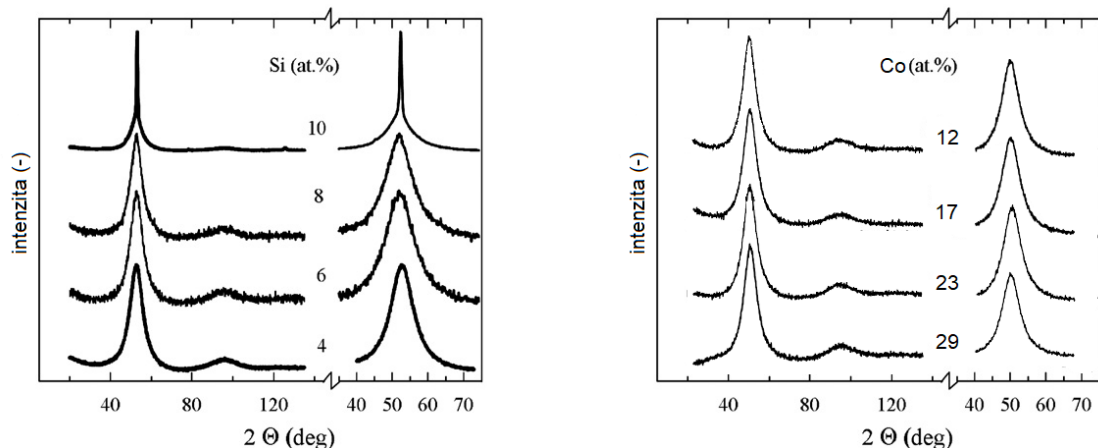
#### 4.1.2 RTG difrakce

Rentgenová difrakce je velmi účinná metoda zkoumání struktury materiálu (více například v [20]). Při krystalické struktuře vzorku je struktura prostorového rozložení částic pravidelná. Důsledkem jsou vysoké počty zachycených fotonů pod jistým úhlem. Tyto fotony odpovídají difrakci na stejné vzdálenosti, tedy na pravidelné struktuře krystalu. Rentgenový paprsek proniká asi 10  $\mu\text{m}$  do hloubky vzorku. V ideálním krystalickém případě tak nalezneme při jistých hodnotách úhlu  $2\Theta$  (kde  $\Theta$  je úhel dopadu RTG paprsku) velmi ostré píky.

V případě amorfní struktury se rovněž v zachyceném spektru objevují píky, ale jsou velmi široké. Přejít mezi krystalickou a amorfní strukturou není nijak pevně vyhraněno.

Obrázek 4.4a ukazuje výsledky RTG difrakce všech vzorků  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_x\text{B}_{20-x}$  z lesklé strany, kdy pravá část ukazuje detail prvního píku. Ostrý pík u vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$  ukazuje přítomnost krystalické fáze. Ostatní vzorky vykazují amorfni strukturu.

Difrakční spektrum vzorků  $\text{Fe}_{85-x}\text{Co}_x\text{B}_{15}$  měřené z lesklé strany při pokojové teplotě je znázorněno na obrázku 4.4b a ukazuje, že neexistuje žádný ostrý pík, pouze široké píky amorfni, které potvrzují amorfni strukturu vzorků. Z parametrů prvního píku lze stanovit přibližnou hodnotu průměrné velikosti zrn tvořících materiál, a to jednotky nanometrů [21].



(a) Záznamy z RTG difrakce pro vzorky  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_x\text{B}_{20-x}$  z lesklé stany, vlevo celý záznam, vpravo detail prvního píku (převzato z [21]) se souhlasem autora)

(b) záznamy z RTG difrakce pro vzorky  $\text{Fe}_{85-x}\text{Co}_x\text{B}_{15}$  z lesklé stany, vlevo celý záznam, vpravo detail prvního píku

Obrázek 4.4: Záznamy z RTG difrakce. Krystalická struktura je patrná pro vzorek  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$ , ostatní vzorky jsou amorfní.

## 4.2 Magnetická polarizace experimentálních vzorků v nasycení

Magnetická polarizace představuje objemovou hustotu magnetického momentu v prostředí.

Zde uvažujeme vystavení vzorků dostatečně velkému magnetickému poli a předpokládáme, že je vzorek magneticky nasycen. V tomto případě se tedy jedná o *velikost magnetické polarizace v nasycení*  $J_s = \mu_0 M_s$ . Permeabilita vakua (vzduchu) je konstanta, měřenou hodnotou je tedy magnetizace v nasycení  $M_s$ . Tuto hodnotu získáme pomocí vibračního magnetometru (VSM). Magnetometr měří celkový magnetický moment vzorku v soustavě CGS. Pro stanovení magnetizace použijeme upraveného vztahu 2.18 ( $\vec{M} = \frac{\sum \vec{\mu}}{V}$ , kde  $V$  je objem vzorku) a pro převod do soustavy SI použijeme tabulku 2.1. Naměřené hodnoty jsou v tabulce 4.1.

Pro použití vztahu 2.18 potřebujeme určit objem vzorku. Jako vzorky pro tuto zkoušku jsme použili disky o průměru 8 mm. Měření tloušťky a průměru vzorku bylo provedeno pomocí mikrometru. Každé z měření bylo provedeno desetkrát. Nejistoty jsou vzhledem k přesnosti přístroje a následujícímu postupu zanedbatelné. Vzorek lze považovat za váleček, objem lze spočítat podle příslušného vztahu. Výsledky jsou uvedeny v tabulce 4.1.

Výsledná objemová magnetická polarizace je pro všechny vzorky uvedena v tabulce 4.2. Z velikosti magnetické polarizace je patrný mírný pokles s rostoucím podílem křemíku ve vzorku. Hodnoty jsou vyšší pro vzorky s obsahem kobaltu, což je přirozeným důsledkem většího obsahu feromagnetických složek (u křemíkových vzorků 80%, kobaltových 85%) a diamagnetických vlastností křemíku.

Tabulka 4.1: Naměřené hodnoty tloušťky, průměru a magnetického momentu experimentálních vzorků ve tvaru disku

vzorek	tloušťka [ $\mu\text{m}$ ]	průměr [mm]	magnetický moment [ $\text{emu} = \text{Am}^2 \cdot 10^{-3}$ ]
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$	27,3	8,002	1,563
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$	29,6	8,400	1,831
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_8\text{B}_{12}$	25,1	8,036	1,426
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$	23,5	8,648	1,508
$\text{Fe}_{56}\text{Co}_{29}\text{B}_{15}$	33,3	9,040	2,991
$\text{Fe}_{62}\text{Co}_{23}\text{B}_{15}$	34,7	9,176	9,098
$\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$	25,0	9,288	2,236
$\text{Fe}_{73}\text{Co}_{12}\text{B}_{15}$	32,7	9,285	3,098

Tabulka 4.2: Vypočtené hodnoty tloušťky, průměru a magnetického momentu experimentálních vzorků ve tvaru disku

vzorek	objem [ $\text{m}^3 \cdot 10^{-9}$ ]	magnetizace [ $\text{MAm}^{-1}$ ]	magnetická polarizace [T]
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$	1,373	1,138	1,431
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$	1,640	1,116	1,403
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_8\text{B}_{12}$	1,273	1,120	1,408
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$	1,380	1,092	1,373
$\text{Fe}_{56}\text{Co}_{29}\text{B}_{15}$	2,137	1,399	1,759
$\text{Fe}_{62}\text{Co}_{23}\text{B}_{15}$	2,295	1,350	1,697
$\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$	1,694	1,320	1,659
$\text{Fe}_{73}\text{Co}_{12}\text{B}_{15}$	2,214	1,399	1,758

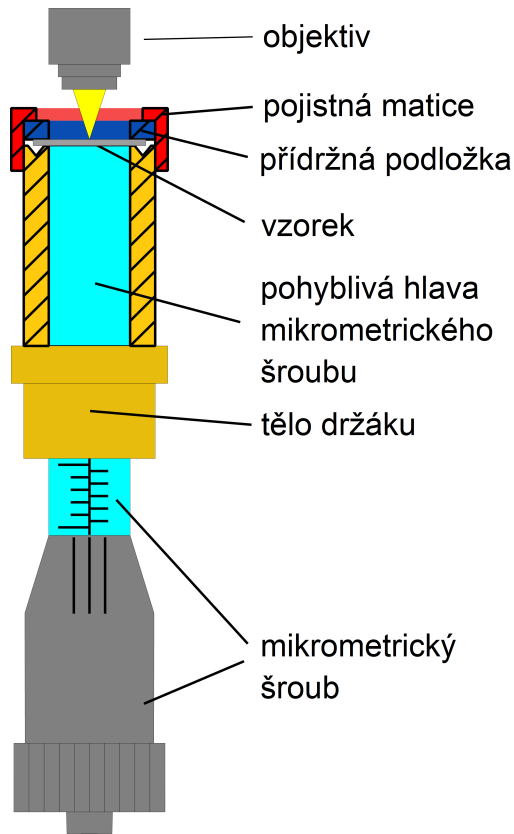
## 4.3 Držák vzorku a modelování tahového napětí na povrchu experimentálních vzorků

### 4.3.1 Držák vzorku

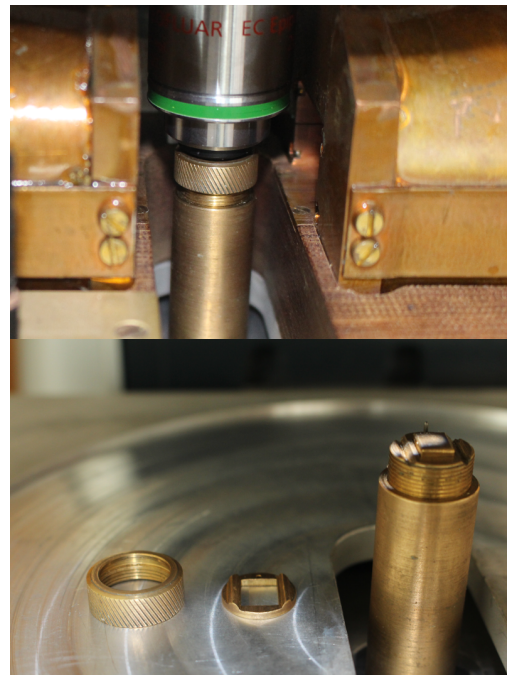
Za účelem kontroly magnetické anizotropie u vzorků v závislosti na namáhání byl vyroben speciální držák s možností nastavení průhybu vzorku, a tudíž nastavení tahového namáhání v povrchové vrstvě vzorku. Tento speciální přípravek (viz obrázek 4.5) se stal součástí Kerrova mikroskopu a byl použit pro měření lokálních magnetizačních křivek a zobrazování lokálních magnetických domén na povrchu vzorku. Z magnetizačních křivek a pomocí zobrazení magnetických domén byly stanoveny hodnoty anizotropního magnetického pole vzorku v závislosti na velikosti aplikovaného tahového namáhání v povrchu pásku.

Experimentální vzorek je umístěn ve speciálním otočném držáku. Mosazný nemagnetický držák vzorku je umístěn mezi dvojicí otočných magnetů pod objektivem mikroskopu. Vzorek je volně položen na horní stranu držáku, která je opatřena drážkami po stranách. Okraje vzorku jsou připevněny shora podložkou s otvorem. Vzorek je proti pohybu zajištěn maticí. Otvory v podložce a

zajišťovací matici umožňují dopad a odraz světla mikroskopu na vzorek, a to na oblast ve středu vzorku. V držáku vzorku je umístěn mikrometrický šroub, který je v kontaktu se spodní stranou vzorku (matná strana). Pohyb hlavy mikrometrického šroubu způsobuje průhyb vzorku a vyvolává tahové napětí v horní vrstvě vzorku (lesklá strana). Tlaková síla působící na mikrometrický šroub je monitorována tenzometrem umístěným ve střední části držáku a zobrazována digitálním kontrolorem Newport [1].



(a) schéma držáku vzorků



(b) mikroskop při měření (nahore) a detail držáku (dole)

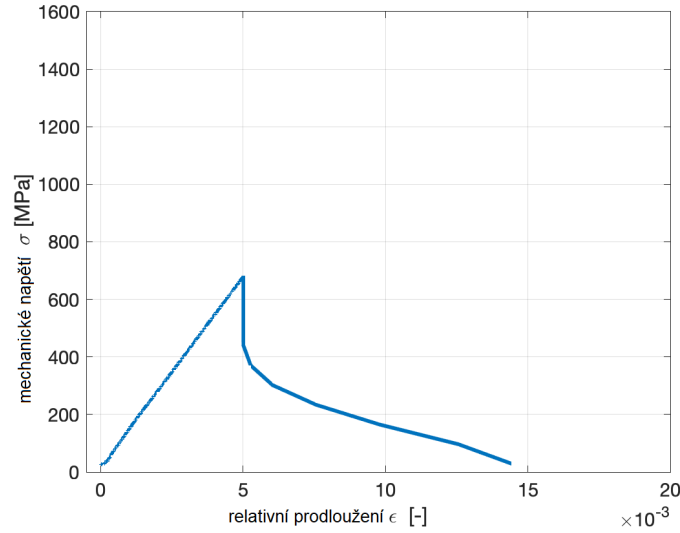
Obrázek 4.5: Držák pro tahové namáhání vzorků a jeho umístění v Kerrově mikroskopu.

#### 4.3.2 Youngův modul pružnosti v tahu

Youngův modul pružnosti v tahu  $E$  je nezbytný parametr pro modelování tahového napětí v povrchu vzorků. Podle zadání této práce měl být určen metodou nanoindentace. Tato metoda dokáže na běžných vzorcích stanovit Youngův modul pružnosti, nicméně se ukázalo, že použité vzorky jsou příliš pružné a tenké na to, aby byl výsledek přesný.

Proto byla použita metoda tahové zkoušky. Vzhledem k malé tloušťce pásků bylo uchycení do přístroje obtížné. Výsledkem této zkoušky je graf (obrázek 4.6) závislosti mechanického napětí  $\sigma$  na

relativním prodloužením  $\epsilon$ . V dokonale lineární oblasti této závislosti lze vypočítat Youngův modul pružnosti v tahu z Hookova zákona jako  $E = \frac{\sigma}{\epsilon}$ . Výsledný Youngův modul pružnosti v tahu byl stanoven jako průměrná hodnota ze všech měření pro daný vzorek. Výsledné hodnoty Youngova modulu pružnosti v tahu jsou uvedeny v tabulce 4.3.



Obrázek 4.6: Graf závislosti mechanického napětí  $\sigma$  na relativním prodloužení  $\epsilon$  získaný z tahové zkoušky na vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ .

Tabulka 4.3: Vypočítané hodnoty Youngova modulu.

vzorek	Youngův modul $E$ [GPa]
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$	144,3
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$	166,0
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_8\text{B}_{12}$	195,0
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$	199,5
$\text{Fe}_{56}\text{Co}_{29}\text{B}_{15}$	153,0
$\text{Fe}_{62}\text{Co}_{23}\text{B}_{15}$	156,0
$\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$	216,0
$\text{Fe}_{73}\text{Co}_{12}\text{B}_{15}$	150,0

Z dat je patrný nárůst Youngova modulu pružnosti v tahu s rostoucím obsahem křemíku ve vzorku. Vzorky s obsahem kobaltu nevykazují žádné jasné změny Youngova modulu.

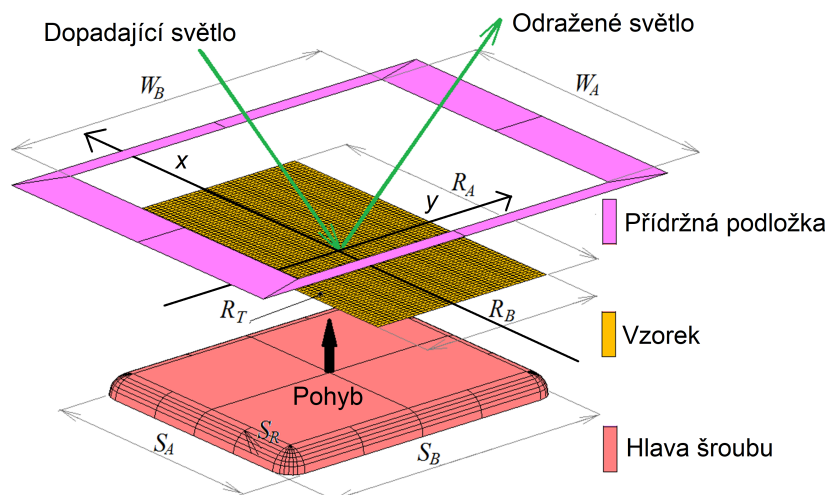
### 4.3.3 Modelování tahového napětí v povrchu experimentálních vzorků

Jak již bylo řečeno, mechanické napětí v případě ohybu není snadné vypočítat, protože nelze použít vztahu  $\sigma = F/S$ . Rozložení dvouosého tahového napětí v měřeném povrchu vzorku bylo modelováno metodou konečných prvků. Jedná se o dobře známou numerickou metodu řešení mechaniky těles. Je založena na diskretizaci kontinuálního modelu, kdy kontinuum je nahrazeno uzly a konečně-prvkovými elementy. Výpočetní hardware se skládal ze standardního osobního počítače s následujícími parametry: procesor Intel® Core i7 3770 CPU 3.40 HGz, velikost operační paměti 32.0 GB.

Protože zkoumané vzorky jsou velmi tenké (přibližně 30  $\mu\text{m}$ ), bylo pro modelování využito možnosti řešit strukturu jako skořepinu. Výhodou využití skořepinového modelu je vysoká rychlost výpočtu. Nevýhodou je složitější vyhodnocení výsledků v důsledku zjednodušení geometrie struktury. Celá tloušťka pásku byla rozdělena do 5 vrstev o stejných tloušťkách. Pro stanovení lokálního povrchového koeficientu magnetostrikce byly využity hodnoty tahového napětí v povrchové vrstvě 5. Při simulacích byly použity prvky z knihovny simulačního programu Marc s označení 75. Jedná se o čtyřuzlový prvek quad 4.

Modelována byla čtvrtina úlohy a předpokládala se její symetrie. Velikost přitlačné síly působící na krajní uzly vzorku, které leží pod přitlačnou podložkou, byla odhadnuta na základě změřených hodnot posunutí mikrometrického šroubu ve vybraných bodech.

Hodnoty napětí byly stanoveny ve středu pásku v oblasti 1 elementu (velikost strany 100  $\mu\text{m}$ ). Hodnoty napětí v metodě konečných prvků modelu se v dané oblasti na povrchu liší o méně než 1 MPa. Smyková napětí jsou v dané oblasti zanedbatelná [1]. Schéma uchycení vzorku v držáku je na obrázku 4.7 a rozměry jsou uvedeny v tabulce 4.4.

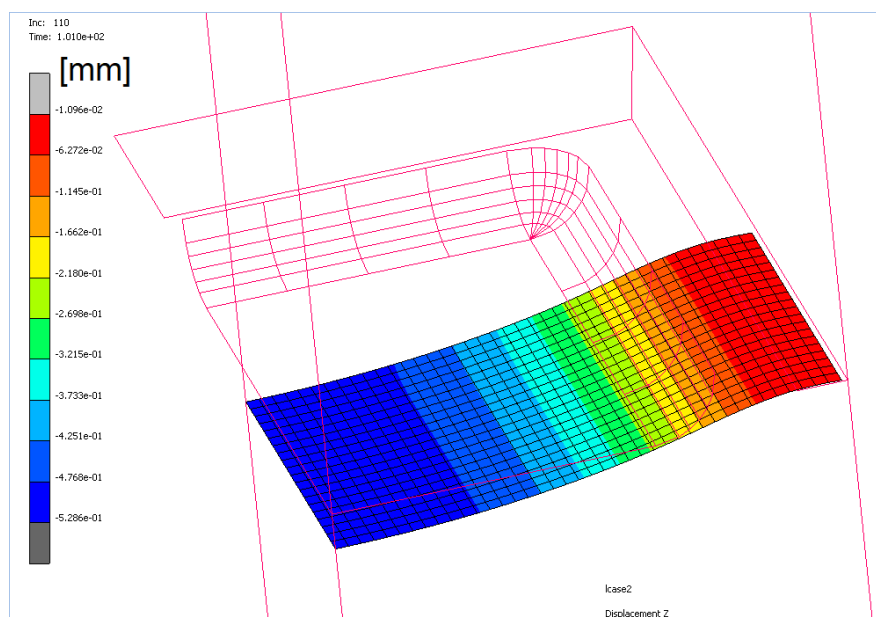


Obrázek 4.7: Schéma uchycení vzorku v držáku [1].

Tabulka 4.4: Rozměry hlavy mikrometrického šroubu, vzorku a přídržné podložky.

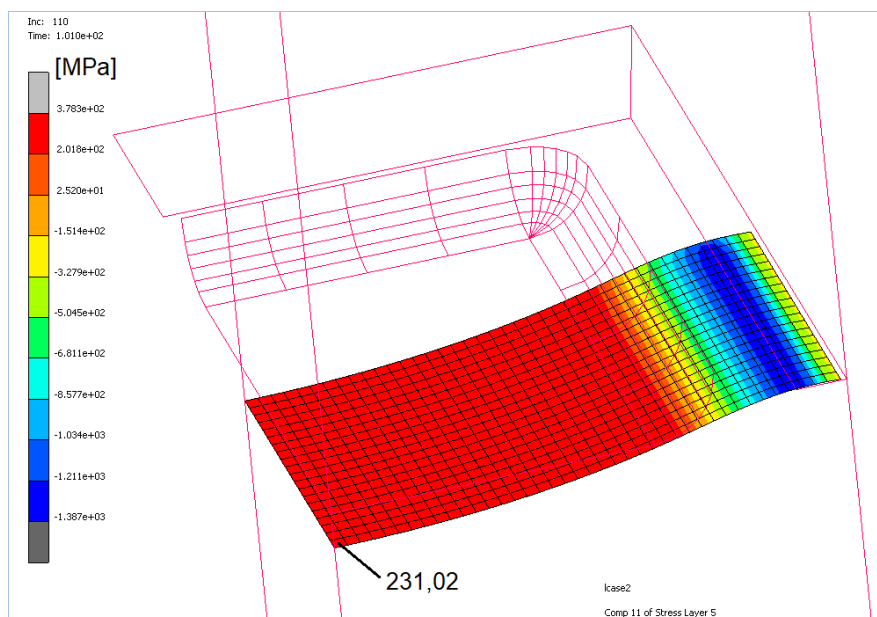
$R_A$ [mm]	$R_B$ [mm]	$R_T$ [ $\mu\text{m}$ ]	$S_A$ [mm]	$S_B$ [mm]	$S_R$ [mm]	$W_A$ [mm]	$W_B$ [mm]
12	5	34	6	8	0,5	7,2	9,2

Obrázek 4.8 ukazuje velikost modelovaného průhybu povrchu vzorku  $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$  při namáhání silou 1,96 N. Obrázky 4.9 a 4.10 ukazují velikost modelovaného napětí  $\sigma_x$  a  $\sigma_y$  na povrchu vzorku  $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$  při namáhání silou 1,96 N. Vypočítané hodnoty mechanického napětí působícího v rovině vzorku v jeho středu jsou uvedeny v tabulce 4.5.

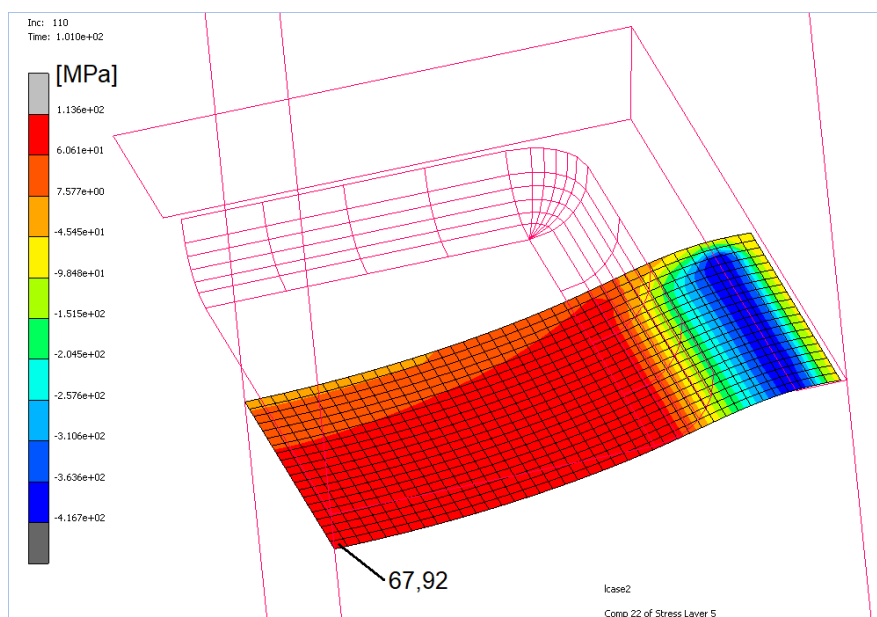


Obrázek 4.8: Velikost modelovaného průhybu povrchu vzorku  $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$  při namáhání silou 1,96 N.





Obrázek 4.9: Velikost modelovaného mechanického napětí  $\sigma_x$  na povrchu vzorku  $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$  při namáhání silou 1,96 N.



Obrázek 4.10: Velikost modelovaného mechanického napětí  $\sigma_y$  na povrchu vzorku  $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$  při namáhání silou 1,96 N.

Tabulka 4.5: Hodnoty mechanického napětí stanovené modelem s využitím metody konečných prvků

vzorek	namáhající síla [N]	$\sigma_x$ [MPa]	$\sigma_y$ [MPa]
Fe <sub>80</sub> Si <sub>4</sub> B <sub>16</sub>	0,49	45,03	13,28
	0,98	111,38	33,38
	1,47	170,25	50,52
	1,96	156,30	46,07
Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	0,49	53,75	15,57
	0,98	132,42	39,89
	1,47	194,96	57,03
	1,96	183,48	54,25
Fe <sub>80</sub> Si <sub>8</sub> B <sub>12</sub>	0,49	34,96	25,77
	0,98	160,93	47,85
	1,47	228,18	67,59
	1,96	197,09	57,93
Fe <sub>80</sub> Si <sub>10</sub> B <sub>10</sub>	0,49	94,54	28,54
	0,98	148,14	52,92
	1,47	204,18	59,92
	1,96	200,00	59,30
Fe <sub>56</sub> Co <sub>29</sub> B <sub>15</sub>	0,49	46,70	12,79
	0,98	93,50	28,21
	1,47	137,38	41,53
	1,96	168,67	50,22
Fe <sub>62</sub> Co <sub>23</sub> B <sub>15</sub>	0,49	42,89	11,29
	0,98	86,17	25,64
	1,47	127,64	38,70
	1,96	165,03	49,60
Fe <sub>68</sub> Co <sub>17</sub> B <sub>15</sub>	0,49	84,30	25,60
	0,98	160,95	48,02
	1,47	230,44	68,47
	1,96	231,02	67,92
Fe <sub>73</sub> Co <sub>12</sub> B <sub>15</sub>	0,49	48,52	13,55
	0,98	96,80	29,30
	1,47	141,62	42,68
	1,96	165,84	49,30

## 4.4 Magnetické pole v nasycení

Anizotropní pole je nejvyšší magnetické pole, které je třeba aplikovat k dosažení jednodoménového stavu. Obvykle je stanoveno z magnetizačních křivek detekujících obtížnou osu magnetizace. V této práci budeme tento pojem využívat i pro snadnou osu magnetizace.

Další veličinou, kterou potřebujeme určit pro výpočet koeficientu magnetostrikce v nasycení, je magnetické pole v nasycení. Nasycení je určeno okamžikem, kdy celý vzorek tvoří pouze jedna do-

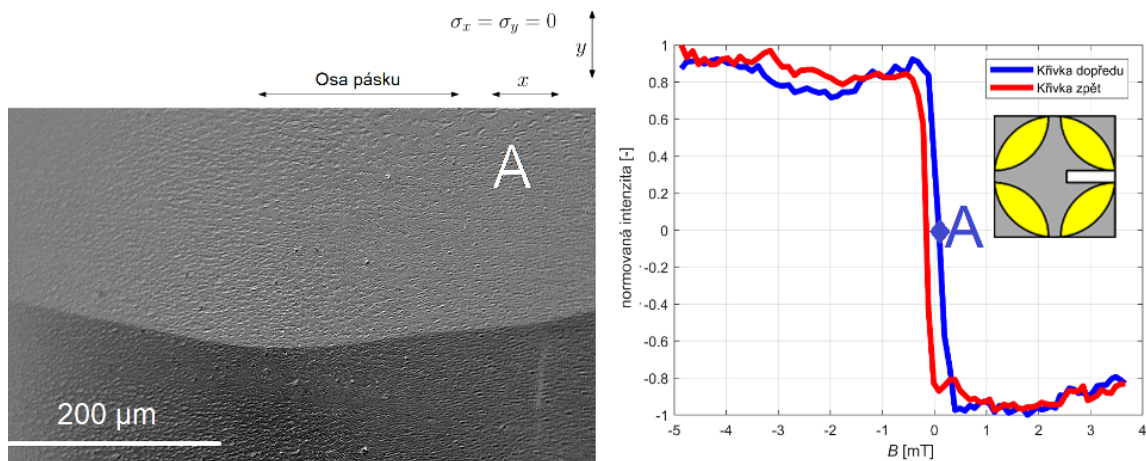
ména. Působením napětí na vzorek vytváříme anizotropii - v ose pásku vzniká snadná osa a kolmo na ni obtížná osa (obě v rovině vzorku). Toto platí pro materiály vykazující kladné hodnoty magnetostrikce.

Namáhání mechanickým napětím je stanoveno vůči středu vzorku. Při měření zaostřujeme světelný svazek na různá místa na povrchu vzorku, všechna však jsou velmi blízko středu - rozměry držáku a objektivu nedovolují velký posun.

#### 4.4.1 Povrchové magnetické vlastnosti experimentálních vzorků bez působení tahového napětí

Experimentální vzorky byly upevněny na standardním držáku vzorku a jejich magnetické domény a magnetizační křivky byly měřeny v longitudinální konfiguraci. Magnetické pole, rovina dopadu světla a osa pásku jsou vzájemně rovnoběžné. Všechny vzorky vykazovaly typickou obdélníkovou magnetizační křivku a vyskytovaly se u nich široké pásové domény se stěnami téměř rovnoběžnými s aplikovaným magnetickým polem. To naznačuje, že lokální snadná osa magnetizace leží podél osy pásku.

Povrchová koercitivní pole všech vzorků o velikosti okolo 200 A/m potvrzují jejich magnetickou měkkost. Hodnoty jsou přibližně o jeden řád vyšší ve srovnání s objemovou hodnotou okolo 20 A/m. Tento rozdíl lze připsat povrchovým nehomogenitám nebo velmi tenkým vrstvám oxidu. Povrchová magnetická pole v nasycení všech vzorků měla velikost okolo 300 A/m, zatímco objemové hodnoty jsou o tři řády vyšší. Viditelný šum magnetizační křivky je způsoben drsností povrchu pásu. Obrázek 4.11 ukazuje magnetické domény a magnetizační křivku na vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ , získaného pomocí magnetooptické Kerrovy mikroskopie bez aplikovaného napětí.



Obrázek 4.11: Zobrazení magnetických domén a magnetizační křivka na vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$  bez namáhání v remanenci (nulové vnější pole).

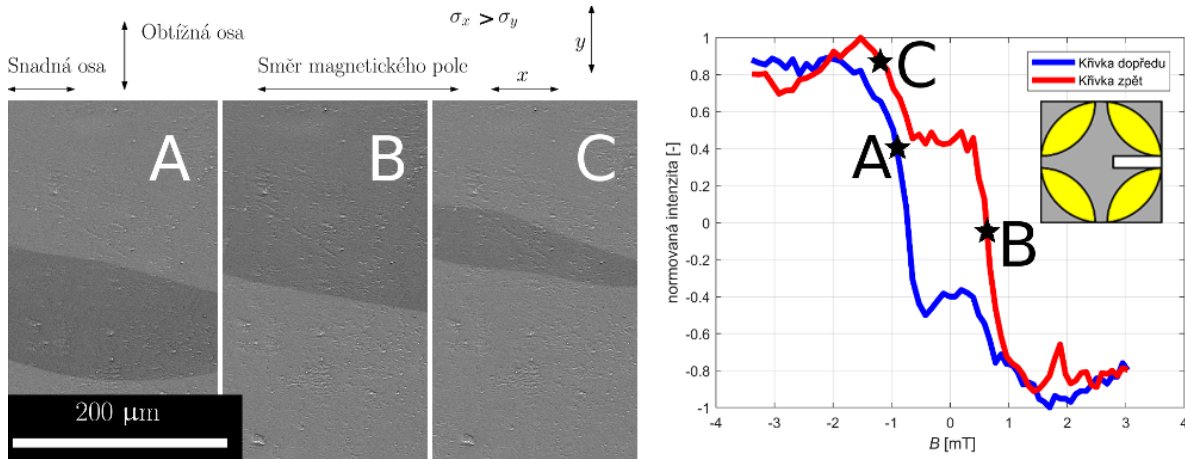
#### 4.4.2 Povrchové magnetické vlastnosti experimentálních vzorků za působení tahového napětí (detekce snadné osy magnetizace)

Experimentální vzorky byly upevněny v držáku vzorků pro vytvoření tahového napětí v povrchu vzorku. Byla použita longitudinální magnetooptická konfigurace s citlivostí na složku magnetizace  $M_x$ .

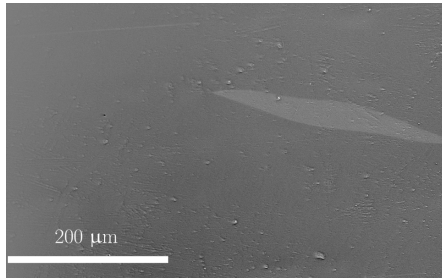
Aplikované magnetické pole bylo v rozsahu  $\pm 3$  mT s krokem 0,1 mT. Protože je vzorek  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$  povrchově krystalický, bylo aplikováno magnetické pole až  $\pm 15$  mT. Obě sady vzorků  $\text{FeSiB}$  a  $\text{Fe-CoB}$  vykazovaly magnetické pole v nasycení od 0,2 mT do 2 mT.

Pro ukázkou je uvedeno zobrazení magnetických domén a magnetizační křivky na vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$  (obrázek 4.12). Horní část obrázku zobrazuje konfiguraci citlivou na magnetizaci  $M_x$ , která je rovnoběžná s magnetickým polem a osou pásku. Pro nižší hodnoty mechanického napětí byly naměřeny typické obdélníkové magnetizační křivky. Hodnoty anizotropního pole byly přesně stanoveny z magnetizační křivky (obrázky 4.13 a 4.14). S rostoucím tahovým napětím prakticky nedochází ke změnám anizotropního pole, což poukazuje na blízkost snadné osy magnetizace.

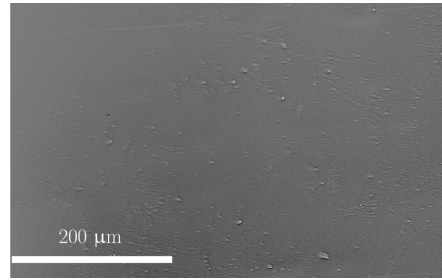
Obrázek 4.15 ukazuje změnu tvaru křivek a rozdílné hodnoty pole v nasycení při různých hodnotách mechanického napětí. Velikost pole v nasycení byla určena jako průměrná hodnota pole v nasycení ve vzestupné a sestupné větvi magnetizační křivky. Tabulky s naměřenými hodnotami magnetického pole v nasycení pro jednotlivé vzorky jsou uvedeny v příloze A.



Obrázek 4.12: Zobrazení magnetických domén a magnetizační křivka na vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$  na prvním místě ve snadné ose při napětí  $\sigma_y = 13,28$  MPa, kdy magnetická pole jsou pro A -0,97 mT, pro B 0,58 mT a pro C -1,19 mT.

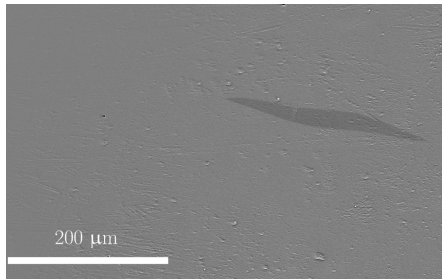


(a) viditelné domény při 1,15 mT

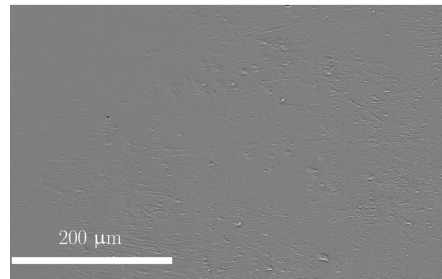


(b) nasycení při 1,25 mT

Obrázek 4.13: Místo číslo jedna na vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ , napětí  $\sigma_y = 13,28$  MPa, snadná osa magnetizace, zvyšování magnetického pole.

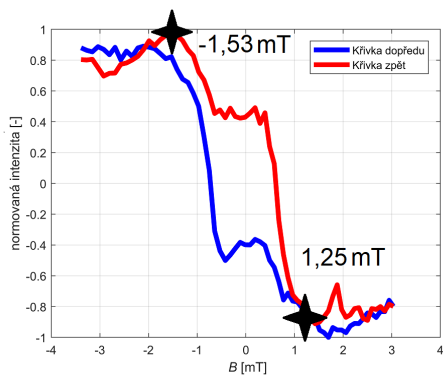


(a) viditelné domény při -1,42 mT

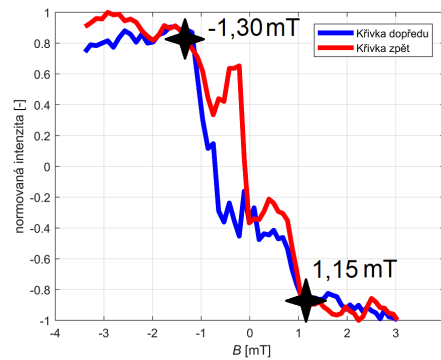


(b) nasycení při -1,53 mT

Obrázek 4.14: Místo číslo jedna na vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ , napětí  $\sigma_y = 13,28$  MPa, snadná osa magnetizace, snižování magnetického pole.



(a) naměřená křivka při napětí  $\sigma_y = 13,28$  MPa



(b) naměřená křivka při napětí  $\sigma_y = 46,07$  MPa

Obrázek 4.15: Křivky z místa číslo jedna na vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$  ve snadné ose. Na křivkách jsou vyznačeny body, kdy došlo podle snímků domén k nasycení.

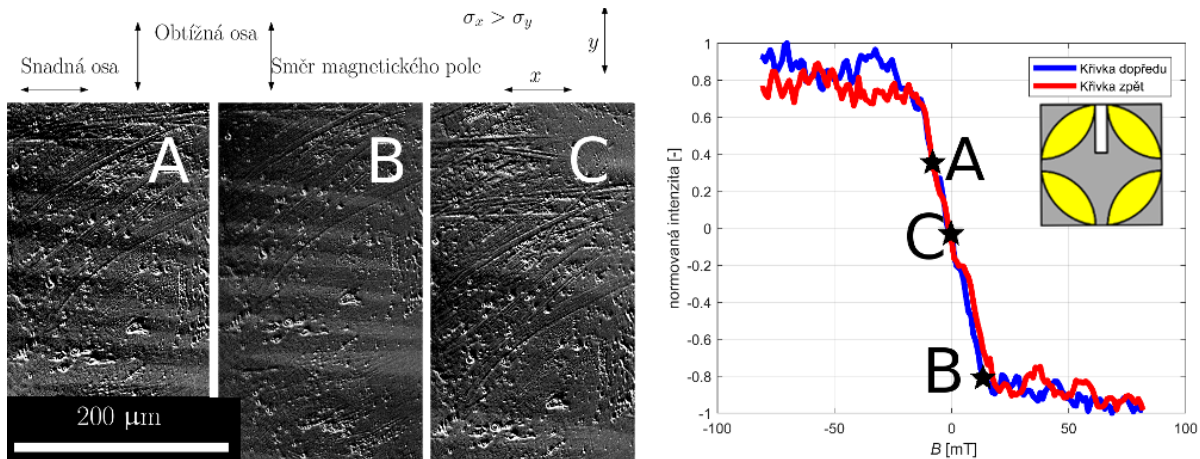
#### 4.4.3 Povrchové magnetické vlastnosti experimentálních vzorků za působení tahového napětí (detekce obtížné osy magnetizace)

U jednoosé anizotropie jsou snadná a obtížná osa magnetizace vzájemně kolmé. Z předchozích měření je zřejmé, že aplikací tahového napětí v ose pásku vzniká obtížná osa magnetizace kolmo na osu pásku.

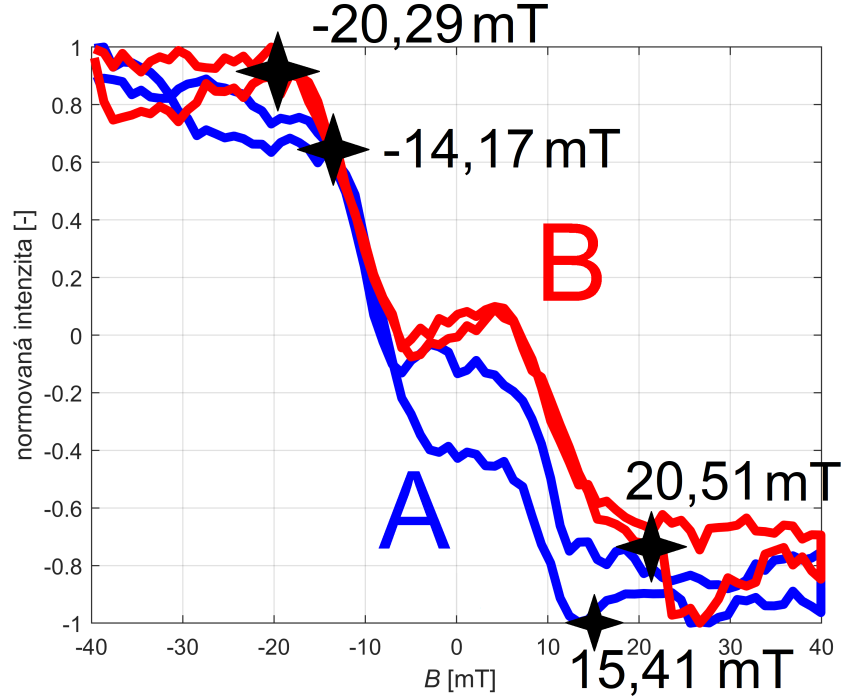
Byla použita longitudinální magnetooptická konfigurace s citlivostí na složku magnetizace  $M_y$ . Tato konfigurace se od předešlé odlišuje tím, že magnetické pole je aplikováno podél  $y$  osy pásku. Rovina dopadu světla je upravena tak, aby byla rovnoběžná s osou  $y$ . Nezměněná zůstala poloha vzorku a směr tahového namáhání. Aplikované magnetické pole bylo v rozsahu  $\pm 100$  mT s krokem 1 mT.

Příklad naměřené magnetizační křivky a domén na povrchu vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$  jsou zobrazeny na obrázku 4.16. Protože osa snadné magnetizace leží blízko osy  $x$  (osa vzorku) a magnetické pole je aplikováno kolmo na tento směr, je pozorováno typické chování obtížné osy s podstatně vyššími hodnotami anizotropního pole. Toto anizotropní pole se téměř lineárně zvyšuje s rostoucím mechanickým napětím.

Obrázek 4.17 ukazuje změnu tvaru magnetizační křivky vzorku  $\text{Fe}_{62}\text{Co}_{23}\text{B}_{15}$  při různých hodnotách tahového namáhání. Tabulky s naměřenými hodnotami magnetického pole v nasycení pro jednotlivé vzorky jsou uvedeny v příloze B.



Obrázek 4.16: Zobrazení magnetických domén a magnetizační křivka na vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$  v obtížné ose při napětí  $\sigma_x = 111,38$  MPa, kdy magnetická pole jsou pro A  $-7,04$  mT, pro B  $10,31$  mT (křivka dopředu) a pro C  $1,14$  mT (křivka zpět).



Obrázek 4.17: Křivky na místě osm na vzorku  $\text{Fe}_{62}\text{Co}_{23}\text{B}_{15}$  v obtížné ose magnetizace, A křivka při napětí  $\sigma_x = 42,89 \text{ MPa}$ , B křivka při napětí  $\sigma_x = 165,03 \text{ MPa}$

## 4.5 Koeficient magnetostrikce v nasycení

### 4.5.1 Koeficient magnetostrikce v nasycení stanovený pro snadnou osu magnetizace

Modelované hodnoty tahového napětí na površích všech vzorků jsou uvedeny v tabulce 4.5, a jejich hodnoty magnetického pole v nasycení jsou uvedeny v příloze A. Hodnoty magnetické polarizace všech vzorků jsou uvedeny v tabulce 4.2.

Výsledky hodnot koeficientu magnetostrikce v nasycení uvedené v tabulce 4.6 byly získány výpočtem podle vztahu 2.39, který je zde znovu uveden:

$$\lambda_s = -\frac{J_s \Delta H_a}{3 \Delta \sigma_y} = -k \frac{J_s}{3},$$

kde byla určena směrnice  $k$  pomocí lineární regrese závislosti  $H_a = f(\sigma_y)$ .

Tabulka 4.6: Vypočítané hodnoty koeficientu magnetostrikce v nasycení ve snadné ose magnetizace

(a) výsledky pro vzorky $\text{Fe}_{80}\text{Si}_x\text{B}_{20-x}$			(b) výsledky pro vzorky $\text{Fe}_{85-x}\text{Co}_x\text{B}_{15}$		
vzorek	místo	$\lambda_s \cdot 10^{-6} [-]$	vzorek	místo	$\lambda_s \cdot 10^{-6} [-]$
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$	1	1,66	$\text{Fe}_{56}\text{Co}_{29}\text{B}_{15}$	1	-5,27
	2	0,91		2	6,91
	3	0,23		3	8,22
	4	0,47		4	2,65
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$	1	-3,07	$\text{Fe}_{62}\text{Co}_{23}\text{B}_{15}$	1	-4,05
	2	6,79		2	5,35
	3	6,13		3	-2,44
	4	2,78		4	3,09
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_8\text{B}_{12}$	1	2,63	$\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$	1	-2,42
	2	0,51		2	2,75
	3	1,39		3	4,34
	4	2,91		4	-2,47
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$	1	-41,52	$\text{Fe}_{73}\text{Co}_{12}\text{B}_{15}$	1	-2,79
	2	-2,31		2	-0,90
	3	8,24		3	20,00
	4	-7,35		4	18,13

Z tabulky 4.6 je patrné, že vypočítané hodnoty koeficientu magnetostrikce v nasycení ve snadné ose magnetizace se pohybují okolo  $4 \cdot 10^{-6}$ . V některých místech vzorku byly zjištěny záporné hodnoty, což je dáno tím, že Becker-Kerstenova metoda je snadno použitelná pro magnetické materiály ve formě pásky se zápornými hodnotami koeficientu magnetostrikce, ale hůře použitelná pro materiály s kladným koeficientem magnetostrikce. Nárůst tahového napětí ve vzorku totiž nezpůsobují žádné změny magnetického pole v nasycení. Hodnota koeficientu magnetostrikce v nasycení pro krystalický vzorek  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$  má vyšší hodnotu, výrazně se však neliší.

#### 4.5.2 Koeficient magnetostrikce v nasycení stanovený pro obtížnou osu magnetizace

Modelované hodnoty tahového napětí na površích všech vzorků jsou uvedeny v tabulce 4.5, a jejich hodnoty magnetického pole v nasycení jsou uvedeny v příloze B. Hodnoty magnetické polarizace všech vzorků jsou uvedeny v tabulce 4.2.

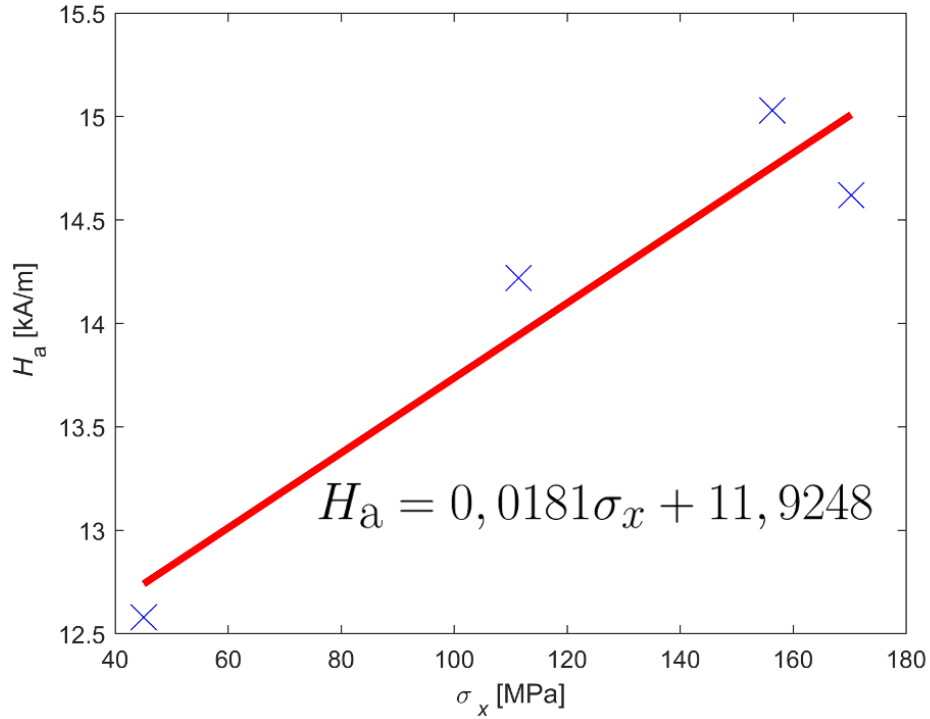
Jako příklad je zde uveden výpočet koeficientu magnetostrikce v nasycení pro místo číslo pět na vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ . Výsledky koeficientu magnetostrikce v nasycení v obtížné ose magnetizace pro ostatní vzorky jsou uvedeny v následující tabulce 4.7.



Příklad výpočtu koeficientu magnetostrikce v nasycení byl proveden na vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$  na pátém místě podle vztahu 2.40:

$$\lambda_s = \frac{J_s \Delta H_a}{3 \Delta \sigma_x} = k \frac{J_s}{3},$$

kde směrnice  $k$  je určena pomocí lineární regrese závislosti  $H_a = f(\sigma_x)$  (viz obrázek 4.18).



Obrázek 4.18: Lineární regrese závislosti  $H_a = f(\sigma_x)$  z místa číslo pět vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$ .

Odtud byla získána hodnota směrnice  $k = 0,0181 \left( \frac{\text{Am} \cdot 10^{-3}}{\text{N}} \right)$ , kterou dosadíme spolu s příslušnou hodnotou magnetické polarizace do vztahu 2.40:

$$\lambda_s = k \frac{J_s}{3} = \frac{1}{3} 0,0181 \left( \frac{\text{Am} \cdot 10^{-3}}{\text{N}} \right) 1,431 \left( \frac{\text{N}}{\text{Am}} \right) = 8,63 \cdot 10^{-6}.$$

Stejným způsobem získáme následující výsledky (tabulka 4.7):

Tabulka 4.7: Vypočítané hodnoty koeficientu magnetostrikce v nasycení v obtížné ose

(a) výsledky pro vzorky $\text{Fe}_{80}\text{Si}_x\text{B}_{20-x}$			(b) výsledky pro vzorky $\text{Fe}_{85-x}\text{Co}_x\text{B}_{15}$		
vzorek	místo	$\lambda_s \cdot 10^{-6}$ [-]	vzorek	místo	$\lambda_s \cdot 10^{-6}$ [-]
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$	5	8,63	$\text{Fe}_{56}\text{Co}_{29}\text{B}_{15}$	5	15,91
	6	10,05		6	11,88
	7	9,60		7	15,28
	8	10,19		8	8,58
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$	5	7,69	$\text{Fe}_{62}\text{Co}_{23}\text{B}_{15}$	5	16,23
	6	7,72		6	12,30
	7	12,76		7	14,94
	8	7,53		8	14,37
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_8\text{B}_{12}$	5	6,95	$\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$	5	12,97
	6	8,63		6	12,70
	7	9,05		7	11,62
	8	4,81		8	10,01
$\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$	5	9,75	$\text{Fe}_{73}\text{Co}_{12}\text{B}_{15}$	5	13,30
	6	7,27		6	10,75
	7	18,22		7	13,24
	8	14,22		8	16,96

Hodnoty koeficientů magnetostrikce v obtížné ose se u obou sad vzorků pohybovaly okolo  $10 \cdot 10^{-6}$ , což je v poměrně dobré shodě s objemovými hodnotami. U sady vzorků FeSiB se hodnota  $\lambda_s$  pohybovala okolo  $8 \cdot 10^{-6}$ , kdy jedinou výjimkou byl vzorek  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$ , který vykazuje krystalickou strukturu a jeho hodnota  $\lambda_s$  je  $12 \cdot 10^{-6}$ , což je srovnatelné se sadou vzorků FeCoB.

Z literární rešerše ([22] [23]) bylo zjištěno, že vzorky FeSiB a FeCoB vykazují kladnou magnetostrikci, což bylo potvrzeno měřením.

Výsledné průměrné hodnoty koeficientu magnetostrikce v nasycení pro jednotlivé vzorky při měření v obtížné ose magnetizace jsou uvedeny v tabulce 4.8.

Tabulka 4.8: Vypočítané průměrné hodnoty lokálního koeficientu magnetostricke v nasycení při měření v obtížné ose

vzorek	$\lambda_s \cdot 10^{-6} [-]$
Fe <sub>80</sub> Si <sub>4</sub> B <sub>16</sub>	9,62
Fe <sub>80</sub> Si <sub>6</sub> B <sub>14</sub>	8,93
Fe <sub>80</sub> Si <sub>8</sub> B <sub>12</sub>	7,36
Fe <sub>80</sub> Si <sub>10</sub> B <sub>10</sub>	12,36
Fe <sub>56</sub> Co <sub>29</sub> B <sub>15</sub>	12,91
Fe <sub>62</sub> Co <sub>23</sub> B <sub>15</sub>	14,46
Fe <sub>68</sub> Co <sub>17</sub> B <sub>15</sub>	11,83
Fe <sub>73</sub> Co <sub>12</sub> B <sub>15</sub>	13,56

## Kapitola 5

### Závěr

Cílem této bakalářské práce bylo určit koeficient magnetostrikce v nasycení, a to celkem na osmi vzorcích na bázi FeSiB a FeCoB. Koeficient byl stanoven Becker-Kerstenovou metodou, kdy byly analyzovány povrchové hysterezní smyčky a magnetické domény při tahovém namáhání. Tato studie byla provedena na lesklé straně pásku, protože použitá magnetooptická Kerrova mikroskopie je vysoce citlivá na kvalitu povrchu.

Za účelem kontroly magnetické anizotropie u vzorků v závislosti na namáhání byl vyroben speciální držák s možností nastavení průhybu vzorku, a tudíž nastavení tahového namáhání v povrchové vrstvě vzorku. Z lokálních hysterezních povrchových smyček a pomocí zobrazení magnetických domén byly stanoveny hodnoty anizotropního magnetického pole vzorku v závislosti na velikosti aplikovaného tahového namáhání v povrchu pásku.

Kombinace zjištěných tahových napětí a magnetických charakteristik vyhodnocených Becker-Kerstenovou metodou vedla ke stanovení povrchového koeficientu magnetostrikce v nasycení.

Vzorky byly zvoleny z důvodu jejich využití v senzorickém průmyslu. Jedná se o amorfní slitiny připravené metodou rovinného lití (PFC) ve tvaru tenkých pásků o tloušťce přibližně  $30\text{ }\mu\text{m}$  s chemickým složením FeSiB a FeCoB a s kombinací objemové magnetostrikce okolo  $30 \cdot 10^{-6}$  a měkkým magnetickým chováním (koercitivní pole jednotky  $\text{Am}^{-1}$ ). Vzorky nebyly po výrobě tepelně zpracovány žíháním.

Povrch všech vzorků byl zkoumán skenovací elektronovou mikroskopií (SEM) a energiově disperzní rentgenovou spektroskopií (EDX). Bylo prokázáno, že strana pásku, která byla v kontaktu s chladícím válcem během výroby (matná strana) je drsnější, než strana v kontaktu se vzduchem (lesklá strana). EDX bodová analýza povrchu vzorků ukázala, že chemické složení odpovídá složení, které uvedl výrobce. Rozdíly v chemickém složení jsou způsobeny špatnou detekční schopností pro lehké prvky. RTG difrakce povrchu vzorků ukázala ostrý pík, který upozorňuje na přítomnost krystalické fáze, pouze u vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$ . Ostatní vzorky vykazují amorfní strukturu.

Objemové magnetizační křivky všech vzorků pásků byly měřeny vibračním magnetometrem VSM EZ9 společnosti MicroSense a byly využity ke stanovení magnetické polarizace. Z velikosti magne-

tické polarizace je patrný mírný pokles s rostoucím podílem křemíku ve vzorku. Hodnoty magnetické polarizace jsou vyšší pro vzorky s obsahem kobaltu, což je přirozeným důsledkem většího obsahu feromagnetických složek.

Youngův modul pružnosti v tahu  $E$  je nezbytný parametr pro modelování tahového napětí v povrchu vzorků. Dle zadání této práce měl být určen metodou nanoindentace. Tato metoda dokáže na vzorcích s větší tloušťkou stanovit Youngův modul pružnosti, nicméně se ukázalo, že použité vzorky jsou příliš pružné a tenké na to, aby byl získán přesný výsledek. Proto byla použita metoda tahové zkoušky. Z průměrných hodnot Youngova modulu pružnosti v tahu bylo u série vzorků FeSiB zjištěno, že s rostoucím obsahem křemíku ve vzorku dochází k nárůstu Youngova modulu. Vzorky na bázi FeCoB vykazují Youngův modul pružnosti v tahu cca 150 GPa. Jedinou výjimkou je vzorek Fe<sub>68</sub>Co<sub>17</sub>B<sub>15</sub>, který vykazuje Youngův modul o velikosti 216,0 GPa.

Mechanické tahové napětí v povrchu všech vzorků, které bylo vytvořené pomocí speciálního držáku, není možné vypočítat ze vztahu  $\sigma = F/S$ . Držák deformuje vzorek ohybem. Proto bylo rozložení dvouosého tahového napětí v měřeném povrchu vzorku modelováno metodou konečných prvků.

Vypočítané hodnoty koeficientů magnetostrikce v nasycení ve snadné ose se u obou sad pásků výrazně nelišily. Jejich hodnota se pohybovala okolo  $4 \cdot 10^{-6}$ . V některých místech vzorku byly zjištěny i záporné hodnoty, což je dáno tím, že Becker-Kerstenova metoda je snadno použitelná pro magnetické materiály ve formě pásku se zápornými hodnotami koeficientu magnetostrikce, ale hůře použitelná pro materiály s kladným koeficientem magnetostrikce. V případě materiálu s kladným koeficientem magnetostrikce dochází se zvětšujícím se tahovým napětím ve snadné ose magnetizace ke snižování hodnoty magnetického pole v nasycení a magnetizační křivka se tak stává strmější. Při určitém tahovém napětí již smyčka dále nemění svůj tvar a hodnoty magnetického pole v nasycení se nemění. Z tohoto důvodu je výhodnější u materiálu s kladným koeficientem magnetostrikce určovat tyto koeficienty na základě měření změn povrchových magnetizačních smyček v obtížné ose amorfního pásku, kdy vlivem zvyšujícího se napětí v této ose pásku dochází ke zvyšování hodnot magnetického pole v nasycení.

Hodnoty koeficientů magnetostrikce v obtížné ose se u obou sad vzorků pohybovaly okolo  $10 \cdot 10^{-6}$ , což je v poměrně dobré shodě s objemovými hodnotami. U sady vzorků FeSiB se hodnota  $\lambda_S$  pohybovala okolo  $8 \cdot 10^{-6}$ , kdy jedinou výjimkou byl vzorek Fe<sub>80</sub>Si<sub>10</sub>B<sub>10</sub>, který vykazuje krystalickou strukturu a jeho hodnota  $\lambda_S$  je  $12 \cdot 10^{-6}$ , což je srovnatelné se sadou vzorků FeCoB.

Bylo zjištěno, že tvary lokálních povrchových magnetizačních křivek se liší zaměřením světla na různá místa vzorku, což dokumentuje změny ve tvaru magnetizačních křivek a pohybech doménových stěn. Chování pole v nasycení bylo pro všechny vzorky homogenní, a proto nebyly patrné žádné výrazné rozdíly v hodnotách  $\lambda_S$  na různých osvětlených místech.

# Literatura

1. HRABOVSKÁ, Kamila; ŽIVOTSKÝ, Ondřej; ROJÍČEK, Jaroslav; FUSEK, Martin; MAREŠ, Vratislav; JIRÁSKOVÁ, Yvonna. Surface Magnetostriction of FeCoB Amorphous Ribbons Analyzed Using Magneto-Optical Kerr Microscopy. *Materials* [online]. 2020, roč. 13, č. 2 [cit. 2021-02-25]. ISSN 1996-1944. Dostupné z DOI: 10.3390/ma13020257.
2. BECKER, R.; KERSTEN, M. Die Magnetisierung von Nickeldraht unter starkem Zug. *Zeitschrift für Physik*. 1930, roč. 64, č. 9-10, s. 660–681. ISSN 1434-6001. Dostupné z DOI: 10.1007/BF01397217.
3. HALLIDAY, David; RESNICK, Robert; WALKER, Jearl; DUB, Petr. *Fyzika*. 2., přeprac. vyd. Brno: VUTIUM, 2013. ISBN 978-80-214-4123-1.
4. BROŽ, Jaromír. *Základy fyzikálních měření*. 1. vyd. Praha: Státní pedagogické nakladatelství, 1983.
5. *Pravidelné setkání zájemců o mikrovlnnou techniku*. Praha: Česká elektrotechnická společnost, z.s., ÚOS Mikrovlnná technika, 2019. Č. 50. ISBN 978-80-02-02859-8.
6. JILES, David. *Introduction to magnetism and magnetic materials*. Third edition. Boca Raton: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2016. ISBN 978-1-4822-3887-7.
7. SZÁNTÓ, Ladislav. *Maxwellovy rovnice*. 1. vyd. Praha: BEN - technická literatura, 2003. ISBN 80-7300-096-2.
8. MIYAZAKI, Terunobu; JIN, Hanmin. *The Physics of Ferromagnetism* [online]. 158. vyd. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2012 [cit. 2021-02-21]. ISBN 978-3-642-25582-3. Dostupné z DOI: 10.1007/978-3-642-25583-0.
9. VOTRUBA, Václav. *Základy speciální teorie relativity: vysokoškolská učebnice*. 1. vyd. Praha: Academia, 1969.
10. BEISER, Arthur. *Úvod do moderní fyziky*. 1. vyd. Praha: Academia nakladatelství Československé akademie věd, 1975.
11. FREI, Václav. *Fyzika pevných látek*. 1. vyd. Bratislava: Slovenské pedagogické nakladateľstvo, 1981.

12. KITTEL, Charles. *Úvod do fyziky pevných látek: celostátní vysokoškolská učebnice pro stud. matem.-fyz. a přírodověd. fakult stud. oboru fyzika pevných látek*. 1. vyd. Praha: Academia, 1985.
13. MORAL, A. del. Magnetostriction: fundamental principles and novel magnetostrictive materials. *Europhysics News* [online]. 2003, roč. 34, č. 6, s. 211–214 [cit. 2021-02-25]. ISSN 0531-7479. Dostupné z DOI: 10.1051/epn:2003603.
14. CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D. *Introduction to magnetic materials*. 2. vyd. Hoboken, N.J.: IEEE/Wiley, 2009. ISBN 978-0-471-47741-9.
15. BYDZOVSKY, Jan; KOLLÁR, Mojmir; SVEC, Peter; KRAUS, Ludek; JANČÁRIK, Vladimír. Magnetoelastic properties of CoFeCrSiB amorphous ribbons - a possibility of their application. *Journal of Electrical Engineering*. 2001-08, roč. 52, s. 205–209.
16. LOSERTOVÁ, Monika. *Progresivní materiály: učební text*. Vyd. 1. Ostrava: Vysoká škola báňská - Technická univerzita, 2012. ISBN 978-80-248-2575-5.
17. MOHYLA, Miroslav; MOHYLA, Petr. *Strojírenské materiály II*. 1. vyd. Ostrava: VŠB - Technická univerzita Ostrava, 2006. ISBN 80-248-1019-0.
18. *Rapid Cooling of Alloys - Importance, Technology and Utilization* [online]. 2004 [cit. 2021-02-24]. Č. 4. Dostupné z: [http://www.chemicke-listy.cz/docs/full/2004\\_04\\_04.pdf](http://www.chemicke-listy.cz/docs/full/2004_04_04.pdf).
19. ŽIVOTSKÝ, Ondřej; KLIMŠA, Ladislav; HRABOVSKÁ, Kamila; HENDRYCH, Aleš; POSTAVA, Kamil. Povrchové magnetické vlastnosti nežíhaných a žíhaných FeNbB pásků. *Jemná mechanika a optika*. 2010, roč. 55, č. 3, s. 84–88. ISSN 0447-6441.
20. KRATOCHVIL, Bohumil; HUSAK, Michal; BRYNDA, Jiří; SEDLACEK, Juraj. What Can the Current X-Ray Structure Analysis Offer? *Chemické Listy*. 2008-10, roč. 102, s. 889–901.
21. ŽIVOTSKÝ, O.; HENDRYCH, A.; KLIMŠA, L.; JIRÁSKOVÁ, Y.; BURŠÍK, J.; GÓMEZ, J.A.M.; JANIČKOVIČ, D. Surface microstructure and magnetic behavior in FeSiB amorphous ribbons from magneto-optical Kerr effect. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2012, roč. 324, č. 4, s. 569–577. ISSN 03048853. Dostupné z DOI: 10.1016/j.jmmm.2011.08.037.
22. STURC, P.; FRAIT, Z.; DUHAJ, P.; SCHREIBER, F.; PELZL, J. Investigation of magnetoelastic properties of Co-based amorphous alloys by ferromagnetic resonance. *IEEE Transactions on Magnetics*. 1998, roč. 34, č. 2, s. 531–534. ISSN 00189464. Dostupné z DOI: 10.1109/20.661486.
23. MADEJ, Łukasz; BEDNARSKA, Lidiya; NOSENKO, Viktor; KOTUR, Bogdan; CHROBAK, Artur; HANECZOK, Grzegorz. Influence of alloying additions (Mo, Mn, Co) on the magnetic properties of FeSiB amorphous alloys. *Chemistry of Metals and Alloys*. 2008, roč. 1, č. 3/4, s. 333–337. ISSN 19988079. Dostupné z DOI: 10.30970/cma1.0072.

## Příloha A

# Tabulky dat naměřených ve snadné ose magnetizace

Za účelem zmenšení rozměru tabulek zavedeme označení  $F_n$  pro namáhající sílu a  $\overline{B}_a$  pro průměrnou velikost magnetické indukce v nasycení.

Tabulka A.1: Hodnoty získané pro snadnou osu magnetizace vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$  a  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$

(a) $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$			(b) $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$		
oblast	$F_n$ [N]	$\overline{B}_a$ [mT]	oblast	$F_n$ [N]	$\overline{B}_a$ [mT]
1	0,49	1,380	1	1,81	0,170
1	0,98	1,245	1	2,03	0,497
1	1,47	1,217	1	2,82	0,758
1	1,96	1,227	1	3,50	0,207
2	0,49	1,242	2	0,45	1,523
2	0,98	1,287	2	1,13	0,272
2	1,47	1,192	2	1,81	0,358
2	1,96	1,128	2	2,48	1,200
3	0,49	2,048	3	0,68	1,142
3	0,98	2,200	3	1,35	0,898
3	1,47	2,088	3	1,92	0,533
3	1,96	1,977	3	2,60	0,435
4	0,49	1,255	4	0,22	1,087
4	0,98	1,228	4	0,79	1,027
4	1,47	1,210	4	1,35	1,537
4	1,96	1,213	4	1,92	1,108



Tabulka A.2: Hodnoty získané pro snadnou osu magnetizace vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_8\text{B}_{12}$  a  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$

(a) $\text{Fe}_{80}\text{Si}_8\text{B}_{12}$			(b) $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$		
oblast	$F_n$ [N]	$\overline{B}_a$ [mT]	oblast	$F_n$ [N]	$\overline{B}_a$ [mT]
1	0,49	2,095	1	0,49	2,907
1	0,98	2,071	1	0,98	5,258
1	1,47	1,965	1	1,47	2,243
1	1,96	1,833	1	1,96	6,418
2	0,49	2,257	2	0,49	2,098
2	0,98	2,170	2	0,98	2,050
2	1,47	2,182	2	1,47	2,243
2	1,96	2,238	2	1,96	2,402
3	0,49	1,635	3	0,49	1,605
3	0,98	1,565	3	0,98	1,280
3	1,47	1,535	3	1,47	0,863
3	1,96	1,393	3	1,96	0,908
4	0,49	0,792	4	0,49	10,248
4	0,98	0,590	4	0,98	10,275
4	1,47	0,545	4	1,47	10,822
4	1,96	0,357	4	1,96	11,043

Tabulka A.3: Hodnoty získané pro snadnou osu magnetizace vzorku  $\text{Fe}_{56}\text{Co}_{29}\text{B}_{15}$  a  $\text{Fe}_{62}\text{Co}_{23}\text{B}_{15}$

(a) $\text{Fe}_{56}\text{Co}_{29}\text{B}_{15}$			(b) $\text{Fe}_{62}\text{Co}_{23}\text{B}_{15}$		
oblast	$F_n$ [N]	$\overline{B}_a$ [mT]	oblast	$F_n$ [N]	$\overline{B}_a$ [mT]
1	0,49	1,183	1	0,49	1,807
1	0,98	1,090	1	0,98	2,003
1	1,47	1,733	1	1,47	2,055
1	1,96	1,540	1	1,96	2,247
2	0,49	1,393	2	0,49	1,632
2	0,98	1,373	2	0,98	0,842
2	1,47	1,047	2	1,47	0,258
2	1,96	0,702	2	1,96	1,308
3	0,49	1,480	3	0,49	0,400
3	0,98	0,798	3	0,98	0,438
3	1,47	0,610	3	1,47	0,752
3	1,96	0,688	3	1,96	0,558
4	0,49	0,982	4	0,49	0,667
4	0,98	0,762	4	0,98	0,992
4	1,47	0,715	4	1,47	0,642
4	1,96	0,720	4	1,96	0,412

Tabulka A.4: Hodnoty získané pro snadnou osu magnetizace vzorku  $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$  a  $\text{Fe}_{73}\text{Co}_{12}\text{B}_{15}$

(a) $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$			(b) $\text{Fe}_{73}\text{Co}_{12}\text{B}_{15}$		
oblast	$F_n$ [N]	$\overline{B}_a$ [mT]	oblast	$F_n$ [N]	$\overline{B}_a$ [mT]
1	0,49	0,668	1	0,49	1,583
1	0,98	0,455	1	0,98	1,807
1	1,47	0,968	1	1,47	1,678
1	1,96	0,807	1	1,96	1,945
2	0,49	0,897	2	0,49	2,118
2	0,98	0,862	2	0,98	2,188
2	1,47	0,818	2	1,47	2,098
2	1,96	0,387	2	1,96	2,263
3	0,49	1,118	3	0,49	2,618
3	0,98	0,955	3	0,98	1,162
3	1,47	0,810	3	1,47	0,852
3	1,96	0,473	3	1,96	0,690
4	0,49	0,527	4	0,49	2,163
4	0,98	1,045	4	0,98	0,717
4	1,47	0,753	4	1,47	0,547
4	1,96	0,965	4	1,96	0,388

## Příloha B

# Tabulky dat naměřených v obtížné ose magnetizace

Za účelem zmenšení rozměru tabulek zavedeme označení  $F_n$  pro namáhající sílu a  $\bar{B}_a$  pro průměrnou velikost magnetické indukce v nasycení.

Tabulka B.1: Hodnoty získané pro obtížnou osu magnetizace vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$  a  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$

(a) $\text{Fe}_{80}\text{Si}_4\text{B}_{16}$			(b) $\text{Fe}_{80}\text{Si}_6\text{B}_{14}$		
oblast	$F_n$ [N]	$\bar{B}_a$ [mT]	oblast	$F_n$ [N]	$\bar{B}_a$ [mT]
5	0,49	15,810	5	0,49	15,225
5	0,98	17,865	5	0,98	16,980
5	1,47	18,370	5	1,47	17,840
5	1,96	18,885	5	1,96	18,320
6	0,49	12,755	6	0,49	12,450
6	0,98	14,800	6	0,98	19,110
6	1,47	15,310	6	1,47	15,505
6	1,96	16,835	6	1,96	16,020
7	0,49	12,245	7	0,49	12,750
7	0,98	12,755	7	0,98	15,310
7	1,47	14,285	7	1,47	17,855
7	1,96	16,325	7	1,96	16,840
8	0,49	14,790	8	0,49	17,350
8	0,98	16,840	8	0,98	18,370
8	1,47	16,320	8	1,47	19,380
8	1,96	20,400	8	1,96	20,915

Tabulka B.2: Hodnoty získané pro obtížnou osu magnetizace vzorku  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_8\text{B}_{12}$  a  $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$

(a) $\text{Fe}_{80}\text{Si}_8\text{B}_{12}$			(b) $\text{Fe}_{80}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$		
oblast	$F_n$ [N]	$\overline{B}_a$ [mT]	oblast	$F_n$ [N]	$\overline{B}_a$ [mT]
5	0,49	13,37	5	0,49	20,420
5	0,98	15,305	5	0,98	21,435
5	1,47	17,345	5	1,47	22,450
5	1,96	15,815	5	1,96	23,990
6	0,49	19,375	6	0,49	28,560
6	0,98	21,940	6	0,98	33,675
6	1,47	21,940	6	1,47	26,025
6	1,96	26,525	6	1,96	37,250
7	0,49	15,825	7	0,49	28,560
7	0,98	19,390	7	0,98	33,675
7	1,47	20,410	7	1,47	26,025
7	1,96	19,895	7	1,96	37,250
8	0,49	18,875	8	0,49	44,855
8	0,98	16,335	8	0,98	41,810
8	1,47	21,435	8	1,47	48,455
8	1,96	21,430	8	1,96	49,985

Tabulka B.3: Hodnoty získané pro obtížnou osu magnetizace vzorku  $\text{Fe}_{56}\text{Co}_{29}\text{B}_{15}$  a  $\text{Fe}_{62}\text{Co}_{23}\text{B}_{15}$

(a) $\text{Fe}_{56}\text{Co}_{29}\text{B}_{15}$			(b) $\text{Fe}_{62}\text{Co}_{23}\text{B}_{15}$		
oblast	$F_{\text{n}}$ [N]	$\overline{B}_{\text{a}}$ [mT]	oblast	$F_{\text{n}}$ [N]	$\overline{B}_{\text{a}}$ [mT]
5	0,49	11,225	5	0,49	44,400
5	0,98	14,290	5	0,98	53,590
5	1,47	15,820	5	1,47	46,460
5	1,96	16,330	5	1,96	52,580
6	0,49	10,715	6	0,49	16,845
6	0,98	17,855	6	0,98	19,380
6	1,47	12,240	6	1,47	14,795
6	1,96	15,312	6	1,96	22,955
7	0,49	16,330	7	0,49	18,375
7	0,98	16,330	7	0,98	15,310
7	1,47	19,385	7	1,47	20,915
7	1,96	20,915	7	1,96	21,940
8	0,49	29,585	8	0,49	17,350
8	0,98	33,165	8	0,98	19,900
8	1,47	43,860	8	1,47	21,430
8	1,96	27,035	8	1,96	21,945

Tabulka B.4: Hodnoty získané pro obtížnou osu magnetizace vzorku  $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$  a  $\text{Fe}_{73}\text{Co}_{12}\text{B}_{15}$

(a) $\text{Fe}_{68}\text{Co}_{17}\text{B}_{15}$			(b) $\text{Fe}_{73}\text{Co}_{12}\text{B}_{15}$		
oblast	$F_{\text{n}}$ [N]	$\overline{B}_{\text{a}}$ [mT]	oblast	$F_{\text{n}}$ [N]	$\overline{B}_{\text{a}}$ [mT]
5	0,49	32,160	5	0,49	45,935
5	0,98	37,265	5	0,98	41,850
5	1,47	36,750	5	1,47	39,305
5	1,96	38,295	5	1,96	53,590
6	0,49	32,155	6	0,49	17,870
6	0,98	36,240	6	0,98	19,915
6	1,47	36,245	6	1,47	20,425
6	1,96	38,295	6	1,96	21,448
7	0,49	23,995	7	0,49	24,495
7	0,98	34,180	7	0,98	23,990
7	1,47	26,035	7	1,47	26,515
7	1,96	33,165	7	1,96	28,570
8	0,49	19,400	8	0,49	35,655
8	0,98	15,825	8	0,98	36,215
8	1,47	22,450	8	1,47	38,265
8	1,96	22,450	8	1,96	38,780